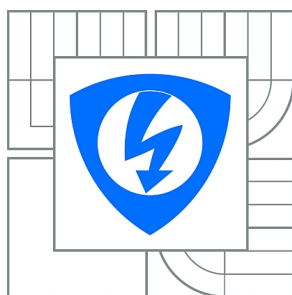




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ**

ÚSTAV TELEKOMUNIKACÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATIONS

OPTIMALIZACE METODY MĚŘENÍ MAGNETICKÉ SUSCEPTIBILITY

OPTIMIZATION OF METHOD FOR SUSCEPTIBILITY MEASUREMENT

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. PETR JENIŠTA

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

prof. Ing. KAREL BARTUŠEK, DrSc.

BRNO 2011



**VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ**

**Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií**

Ústav telekomunikací

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Telekomunikační a informační technika

Student: Bc. Petr Jeništa

ID: 78257

Ročník: 2

Akademický rok: 2010/2011

NÁZEV TÉMATU:

Optimalizace metody měření magnetické susceptibility

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Cílem práce je optimalizovat metodu měření magnetické susceptibility pomocí magneticko-rezonančního zobrazování u vzorků nevytvářejících MR signál.

Navrhnete magneticko-rezonanční metodu měření magnetické susceptibility, proměřte vybrané materiály, zpracujte naměřená data a vyjádřete chyby měření u testovacích vzorků.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

- [1] Vlaardingerbroek M.T., den Boer J.A., Magnetic Resonance Imaging.
- [2] Beuf O., Briquet A., Lissac M., Davis R., Magnetic resonance imaging for the determination of magnetic susceptibility of materials, J. Magn. Reson., Series B, 112, 111-118, 1996.
- [3] Wang Z.J., Li S., Haselgrove J.C., Magnetic resonance imaging measurement of volume magnetic susceptibility using a boundary condition, J. Mag. Res., 140, 477-481, 1999.
- [4] Steinbauer M., Bartusek K., Magnetic susceptibility measurement using magnetic resonance tomography, Acta Technica CSAV, 53, 45-63, 2008.

Termín zadání: 7.2.2011

Termín odevzdání: 26.5.2011

Vedoucí práce: prof. Ing. Karel Bartušek, DrSc.

prof. Ing. Kamil Vrba, CSc.

Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

ABSTRAKT

Cílem této práce je proměřit vzorky umístěných do pole MR tomografu, naměřená data zpracovat a vyhodnotit chyby měření. Teoretická část je zaměřena na popis základních veličin magnetického pole, uvedení některých starších metod měření a návrhu metody měření pro vzorky nevydávající MR signál. Je zde provedeno modelování pro navrhovanou metodu a to pro 1D, 2D a 3D za pomoci prostředí Comsol Multiphysics. V praktické části je provedeno měření vybraných vzorků v tomografu Ústavu přístrojové techniky Akademie věd v Brně. Změřená data jsou zpracovány v programech Marevisi a Matlab. V prostředí Matlab je napsán program pro zpracování, analýzu a vyhodnocení dat, po kterém je možné určení hodnoty magnetické susceptibility vybraného vzorku. V závěru práce je vyhodnocení přesnosti měření.

KLÍČOVÁ SLOVA

Magnetické pole, tomograf, MR, NMR, MRI, GE, Comsol, MKP, susceptibilita

ABSTRACT

The aim of this thesis is measure the specimens placed in field of MR tomograph, the measured data to evaluate the process and measurement errors. The theoretical part is focused on describing basic parameters of magnetic field, commissioning some older methods of measurement and design methods for the measurement of samples not issuing MR signal. There is performed modeling for the proposed Method and the 1D, 2D and 3D environments using COMSOL Multiphysics. The practical part is the measurements samples in the tomograph the Institute of Scientific Instruments Academy of Science in Brno. The measured data are processed in Marevisi and Matlab programs. The MATLAB program is written for processing, analysis and data evaluation, after which it is possible to determine the value of the magnetic susceptibility of the selected samples. In conclusion of the work is the quantification accuracy of measurements.

KEYWORDS

Magnetic field, tomograph, MR, NMR, MRI, GE Comsol, MKP, susceptibility

JENIŠTA, P. Optimalizace metody měření magnetické susceptibility. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2011. 57 s.
Vedoucí diplomové práce prof. Ing. Karel Bartušek, DrSc..

Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma Optimalizace metody měření magnetické susceptibility jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne

.....
podpis autora

Obsah:

1	ÚVOD.....	8
2	MAGNETICKÉ VLASTNOSTI	9
2.1	MAGNETICKÉ POLE	9
2.2	MAGNETICKÁ INDUKCE.....	9
2.3	MAGNETICKÝ TOK	9
2.4	INTENZITA MAGNETICKÉHO POLE.....	10
2.5	MAGNETIZACE	10
2.6	SUSCEPTIBILITA	10
2.7	MAGNETIKA.....	10
2.7.1	<i>Diamagnetické látky.....</i>	<i>11</i>
2.7.2	<i>Paramagnetické látky.....</i>	<i>11</i>
2.7.3	<i>Feromagnetické látky.....</i>	<i>12</i>
3	METODY MĚŘENÍ.....	13
3.1	FARADAYOVA VÁHA	13
3.2	GOUYOVA VÁHA	14
3.3	INDUKČNÍ METODA	14
3.4	SQUID MAGNETOMETR.....	14
3.5	MAGNETICKÁ REZONANCE.....	16
3.5.1	<i>Nukleární magnetická rezonance.....</i>	<i>17</i>
3.5.2	<i>Magnetická rezonance(hraniční podmínky).....</i>	<i>18</i>
4	METODY MR ZOBRAZOVÁNÍ (MRI).....	21
4.1	SPIN-ECHO.....	21
4.2	GRADIENT-ECHO	25
5	MR METODA MĚŘENÍ MAGNETICKÉ SUSCEPTIBILITY	28
5.1	PRINCIP METODY.....	28
5.2	MODELOVÁNÍ V PROSTŘEDÍ COMSOL MULTIPHYSICS	31
5.2.1	<i>Metoda konečných prvků.....</i>	<i>31</i>
5.2.2	<i>Konfigurace modelované soustavy.....</i>	<i>32</i>
5.2.3	<i>Numerické modelování.....</i>	<i>33</i>
5.2.4	<i>1D analýza</i>	<i>33</i>
5.2.5	<i>2D analýza</i>	<i>35</i>
5.2.6	<i>3D analýza</i>	<i>37</i>
5.3	PRAKTICKÉ MĚŘENÍ	38
5.3.1	<i>Zpracování naměřených dat.....</i>	<i>39</i>
5.3.2	<i>Analýza měřených dat</i>	<i>41</i>
6	ZÁVĚR	45

Seznam obrázků:

OBRÁZEK 1 - USPOŘÁDÁNÍ MAGNETICKÝCH MOMENTŮ	12
OBRÁZEK 2 - PRINCIP FARADAYOVY VÁHY (VLEVO) A GOUYOVY VÁHY (VPRAVO)	14
OBRÁZEK 3 - SQUID MAGNETOMETR	15
OBRÁZEK 4 - PRINCIP PŘEVODNÍKU	16
OBRÁZEK 5 - ROTACE ELEMENTÁRNÍHO NÁBOJE	17
OBRÁZEK 6 - PRINCIP NMR	18
OBRÁZEK 7 - ČASOVÝ PRŮBĚH DLE ROVNIC 3.10 A 3.11	18
OBRÁZEK 8 - NÁČRT ROZHRAŇÍ MEZI PROSTŘEDÍMI	19
OBRÁZEK 9 - PŘÍKLAD MĚŘENÍ [12]	20
OBRÁZEK 10 - MĚŘÍCÍ SEKVENCE SPIN-ECHO	22
OBRÁZEK 11 - PRINCIP SE	22
OBRÁZEK 12 - MĚŘÍCÍ SEKVENCE GRADIENT-ECHO	26
OBRÁZEK 13 - DEFORMACE MAGNETICKÉHO POLE VLOŽENÍM VZORKU	28
OBRÁZEK 14 - KŘIVKA INTENZITY MAGNETICKÉHO POLE	29
OBRÁZEK 15 - KŘIVKA MAGNETICKÉ INDUKCE	29
OBRÁZEK 16 - USPOŘÁDÁNÍ MĚŘENÍ	30
OBRÁZEK 17 - ELEMENTÁRNÍ PRVKY [16]	31
OBRÁZEK 18 - USPOŘÁDÁNÍ MODELU	32
OBRÁZEK 19 - ZOBRAZENÍ ŘEŠENÍ PRO 1D	33
OBRÁZEK 20 - PRŮBĚH MAGNETICKÉ INDUKCE PRO HLINÍK	34
OBRÁZEK 21 - PRŮBĚH MAGNETICKÉ INDUKCE PRO MĚĎ	34
OBRÁZEK 22 - ZOBRAZENÍ ŘEŠENÍ PRO 2D	36
OBRÁZEK 23 - MAGNETICKÉ POLE	37
OBRÁZEK 24 - ZOBRAZENÍ ŘEŠENÍ PRO 3D	37
OBRÁZEK 25 - SCHÉMA PRO ZPRACOVÁNÍ DAT	40
OBRÁZEK 26 - AMPLITUDOVÝ OBRAZ	40
OBRÁZEK 27 - FÁZOVÝ OBRAZ	41
OBRÁZEK 28 - FÁZOVÝ OBRAZ – ROZBALENÝ	41
OBRÁZEK 29 - REAKČNÍ POLE HLINÍKU	42
OBRÁZEK 30 - ROZLOŽENÍ REAKČNÍHO POLE PRO HLINÍK	42
OBRÁZEK 31 - REAKČNÍ POLE MĚDI	43
OBRÁZEK 32 - ROZLOŽENÍ REAKČNÍHO POLE PRO MĚĎ	43
OBRÁZEK 33 – REAKČNÍ POLE MOSAZI	43
OBRÁZEK 34 - ROZLOŽENÍ REAKČNÍHO POLE PRO MOSAZ	44
OBRÁZEK 35 – REAKČNÍ POLE PRO SILON	44
OBRÁZEK 36 - ROZLOŽENÍ REAKČNÍHO POLE PRO SILON	44

Seznam tabulek:

TABULKA 1 - MĚĎ	35
TABULKA 2 - HLINÍK	35
TABULKA 3 - MĚĎ	36
TABULKA 4 - HLINÍK	36
TABULKA 5 - MĚĎ	38
TABULKA 6 - HLINÍK	38
TABULKA 7 - VÝSLEDNÉ HODNOTY SUSCEPTIBILITY	42

1 Úvod

Tato práce se věnuje problematice měření magnetické susceptibility pomocí magnetické rezonance. Princip magnetické rezonance je v současnosti hodně využíván ve spektroskopických a tomografických metodách. Magneticko rezonanční tomografie je dnes rozvíjena především díky využití v medicíně, vhodná pro zobrazování řezů lidským tělem nebo jejich orgánů. Na rozdíl od jiných metod, jako jsou RTG nebo CT, MR metoda nevyžívá žádného ionizujícího záření a není zde potřeba využít žádné měřicí sondy. Jedná se tedy o neinvazivní metodu měření.

Základem úspěšného MR měření a získání dostatečně kvalitních obrazů je homogenní magnetické pole v pracovním prostoru supravodivého magnetu. Magnetická susceptibilita je prvořadou vlastností látek, která ovlivňuje magnetické pole. Přítomnost elektricky nebo magneticky vodivých látek v měřeném vzorku má tedy značný vliv na deformaci magnetického pole.

Cílem této práce je prostudování magnetické susceptibility materiálů technikami magneto-rezananční tomografie a zkoumání vlivu na magnetické pole MR tomografu.

2 Magnetické vlastnosti

V této kapitole jsou nastíněné základní vlastnosti magnetického pole a definováno rozdělení materiálů, podle chování způsobené vložením do magnetického pole.

2.1 Magnetické pole

Magnetické pole [1][2] je fyzikální pole, jehož zdrojem je pohybující se elektrický náboj, tedy elektrický proud. Magnetické pole je tedy možné pozorovat kolem elektrických vodičů, ale také kolem tzv. permanentních magnetů.

Častým typem magnetu je cívka navinutá z drátu kolem jádra, nejčastěji ocelového, kterou prochází elektrický proud a vytváří tak elektromagnet. Vzniká tak elektromagnetické pole. Vztah mezi magnetickým a elektrickým polem popisují Maxwellovy rovnice [3]

2.2 Magnetická indukce

Magnetická indukce [1][2] je fyzikální veličina, která vyjadřuje silové účinky magnetického pole na částice s nábojem nebo magnetickým dipólovým momentem. Je to vektorová veličina, směr shodný se směrem magnetických indukčních čar.

- Značka: B
- Jednotka SI: Tesla (T)

2.3 Magnetický tok

Magnetický (indukční) tok [1][2] slouží pro kvantitativní popis elektromagnetické indukce. Vyjadřuje množství magnetického pole, tedy tok magnetické indukce, procházejícího určitou plochou.

- Značka: Φ
- Jednotka: Weber (Wb)
- Výpočet:
$$\Phi = \oint_{\Sigma} B \cdot dS \quad (2.1)$$

2.4 Intenzita magnetického pole

Magnetické pole v látce nelze vyjádřit pouze pomocí magnetické indukce, ale je nutno započíst také vliv magnetizace. Pro vyjádření magnetického pole v látce se zavádí fyzikální veličina intenzita [1][2] magnetického pole.

- Značka: H
- Jednotka: $A \cdot m^{-1}$
- Výpočet: $H = \frac{1}{\mu_0} B - M$ (2.2)

2.5 Magnetizace

Magnetizace [1][2] představuje fyzikální jev, ke kterému dochází při vložení tělesa do magnetického pole, a který se projevuje změnou vlastností dané látky. Magnetická látka se označuje magnetikum viz 2.7.

2.6 Susceptibilita

Magnetická susceptibilita [1][2] je fyzikální veličina, která popisuje chování materiálu ve vnějším magnetickém poli. Je to bezrozměrná veličina.

- Značka: χ_m
- Výpočet: $\chi_m = \frac{M}{H}$ (2.3)

Pomocí magnetické susceptibility lze definovat magnetickou indukci B jako:

$$B = \mu_0(H + M) = \mu_0(1 + \chi_m)H = \mu H \quad (2.4)$$

2.7 Magnetika

Chování různých materiálů vložených do magnetického pole závisí na magnetickém momentu atomů dané látky a na jejich vzájemné interakci. Magnetické materiály [1][2] lze rozdělit dle jejich chování ve vnějším magnetickém poli do tří základních skupin:

- Diamagnetika, kde $\chi_m < 0$
- Paramagnetika, kde $\chi_m > 0$
- Feromagnetika, kde $\chi_m \gg 0$

2.7.1 Diamagnetické látky

V diamagnetických látkách [2][4] se bez přítomnosti vnějšího magnetického pole magnetické momenty dvojic elektronů v částicích vyruší, takže výsledný magnetický moment je nulový. Po vložení do vnějšího magnetického pole se však v částicích těchto látek indukují slabé magnetické dipóly, jejichž magnetické pole má směr opačný. Toto pole bude působit proti směru vnějšího magnetického pole a tak dojde k jeho zeslabení. U nehomogenních magnetických polí je látka vytlačována z oblastí s větší magnetickou indukcí do oblasti s menší indukcí. Tento jev není trvalý a po odstranění vnějšího pole vymizí.

Magnetická susceptibilita diamagnetických látek je vyjádřena vztahem 2.5,

$$\chi_m = -\frac{\mu_0 e^2 n}{6 \cdot m_e} \sum r_s^2 \quad (2.5)$$

kde n je koncentrace atomů, $\sum r_s^2$ je součet středních hodnot druhých mocnin poloměrů elektronových drah v atomech, m_e je hmotnost elektronu a e je elementární náboj.

2.7.2 Paramagnetické látky

Paramagnetismus [2][4] je způsoben přítomností atomů s nenulovým permanentním magnetickým momentem. Magnetické momenty jsou však bez přítomnosti vnějšího magnetického pole orientovány nahodile, a tak se navzájem kompenzují. Při vložení do vnějšího pole mají momenty se orientovat a tím magnetické pole nepatrně zesílí. Tomuto ději konkuruje neuspořádaný tepelný pohyb částic. Velikost magnetizace je dána tzv. Curieovým vztahem, vztah 2.6, kde C je Curieova konstanta.

$$M = C \frac{B}{T} \quad (2.6)$$

Magnetická susceptibilita paramagnetických látek je vyjádřena vztahem 2.7,

$$\chi_m = -\frac{\mu_0 m^2 n}{3 \cdot kT} = \frac{C}{T} \quad (2.7)$$

kde k je Boltzmanova konstanta a m je magnetický moment atomů.

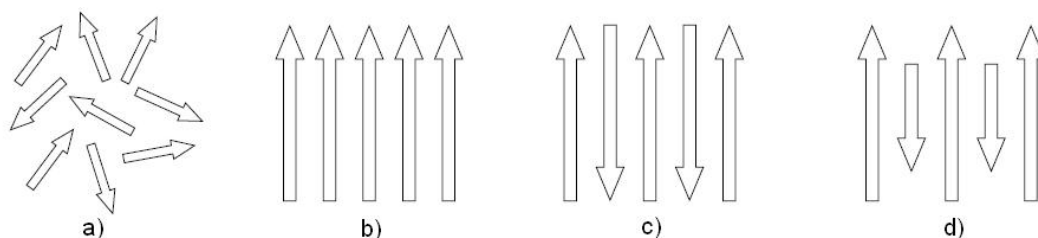
2.7.3 Feromagnetické látky

Atomy feromagnetik [2][4] mají vnitřní magnetické momenty, které mají tendenci spolu silně interagovat. Feromagnetické látky obsahují mikroskopické oblasti, tzv. domény. Uvnitř těchto domén jsou magnetické momenty orientovány souhlasně, avšak v nezmagnetizovaných látkách jsou tyto domény orientovány nahodile, což má za následek nulovou magnetizaci materiálu. Po přiložení vnějšího magnetického pole dochází ke zmagnetování, tedy orientaci domén, a magnetické pole v ní zůstává, když vnější pole zanikne.

Magnetická susceptibilita feromagnetických látek je vyjádřena vztahem 2.8, tzv. Curieův-Weissův zákon.

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_C} \quad (2.8)$$

Zvláštními druhy feromagnetických látek jsou antiiferomagnetické látky, jejichž jednotlivé atomy mají stejně velké a opačně orientované magnetické momenty, a látky ferimagnetické, u kterých mají atomy nestejně velké a opačně orientované magnetické momenty.



Obrázek 1 - Uspořádání magnetických momentů

a) paramagnetický b) feromagnetický c) antiiferomagetický d) ferimagnetický

3 Metody měření

Tato kapitola je věnována základním možnostem měření magnetické susceptibility. Starší metody jsou založeny na principu působení síly na zmagnetizované vzorky. Další možností je využití změny indukčnosti cívky, pokud je vložen magneticky vodivý vzorek. Modernější metody, jako je využití SQUID magnetometru, umožňují měření magnetického kvanta.

Magnetická rezonance se nabízí jako další možnost měření magnetické susceptibility. Metody založené na tomto principu jsou využívány zejména pro měření vzorků, které dávají dostatečný MR signál. V kapitole 5 je popsána použitá MR metoda pro měření vzorků, která je vhodná v případě, že měřený vzorek neposkytuje žádný MR signál.

3.1 Faradayova váha

Faradayova váha [5] je vhodná pro měření magnetické susceptibility malých vzorků, vyrobených z paramagnetických, diamagnetických nebo i feromagnetických materiálů. Pokud vložíme vzorek velikosti V s magnetickým momentem M_C do magnetického pole dojde ke změně energie magnetického pole dle vztahu 3.2.

$$M_C = M \cdot V \quad (3.1)$$

$$E = -\frac{1}{2} \mu_0 (M_C \cdot H) \quad (3.2)$$

Síla působící na vzorek v magnetickém poli s gradientem ve směru souřadnice x je:

$$F = -\frac{dE}{dx} = \frac{1}{2} \mu_0 V \frac{d(M_C \cdot H)}{dx} = \mu_0 \chi_m V H \frac{dH}{dx} \quad (3.3)$$

Protože potřebujeme lineární závislost síly na susceptibilitě, musí platit podmínka pro intenzitu magnetického pole:

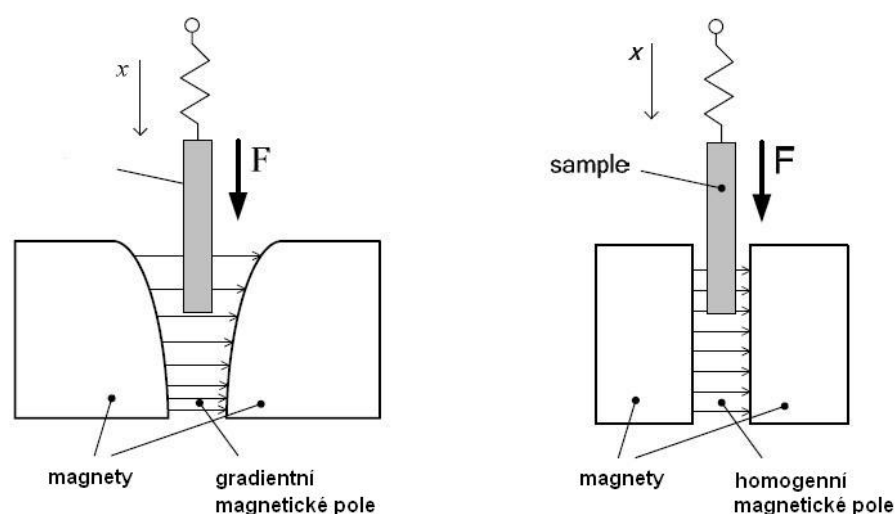
$$H \frac{dH}{dx} = konst. \quad (3.4)$$

3.2 Gouyova váha

Tato váha využívá mírně upraveného principu Faradayovy váhy [5]. Namísto gradientního magnetického pole je použito homogenní magnetické pole. Axiální síla působící na vzorek v magnetickém poli je dána vztahem 3.5,

$$F = \frac{1}{2} \mu_0 \chi_m S (H_1^2 - H_2^2) \quad (3.5)$$

kde S je průřez vzorku ve směru souřadnice x . Symboly H_1 a H_2 jsou intenzity magnetického pole vnitřního a vnějšího konce vzorku.



Obrázek 2 - princip Faradayovy váhy (vlevo) a Gouyovy váhy (vpravo)

3.3 Indukční metoda

Indukční metoda [6] je založena na změně indukčnosti cívek vyvolané vloženým vzorkem. Využívá se nevyváženosti můstku dvou cívek, kde jedna cívka je použita jako referenční magnet a do druhé je vložen vzorek. Tento způsob měření susceptibility je většinou používán pro měření v geologii.

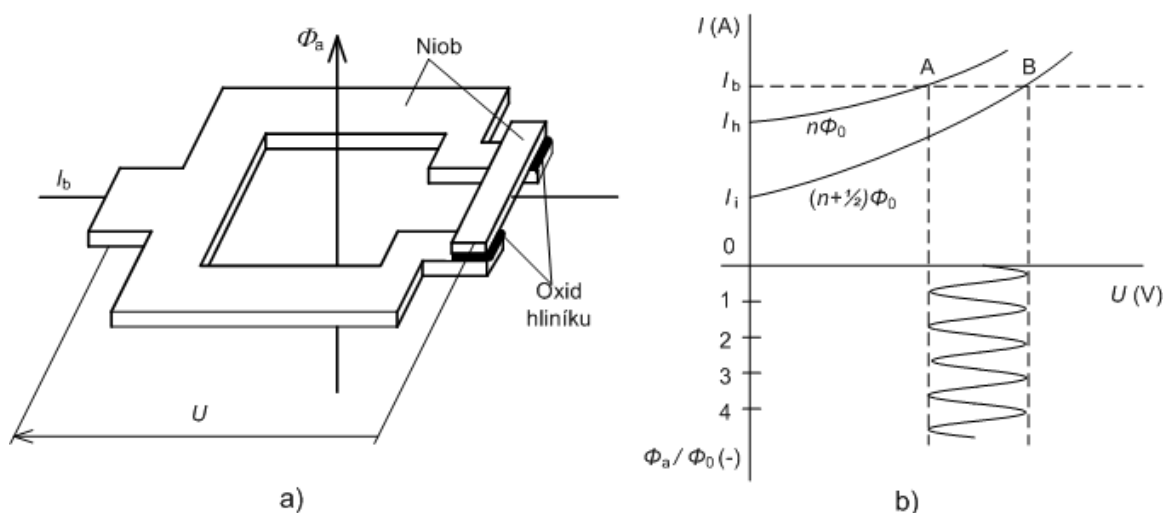
3.4 SQUID magnetometr

Brian Josephson [7][8] předpokládal, že supravodivý proud může téci mezi dvěma supravodiči oddělenými tenkou izolační vrstvou. Velikost proudu tekoucí supravodičem Josephsonovým přechodem je ovlivněna přítomností magnetického pole. Tento jev je základem SQUID magnetometru. Je to převodník reagující na změny magnetického toku. Základem převodníku je prstenec ze supravodiče, ochlazený

v kryostatu na teplotu 4,2K, přerušeny na dvou místech slabým Josephsonovým přechodem. Magnetický tok, který může plochou prstence pronikat je rovný pouze celistvým násobkům elementárního kvanta magnetického toku, vztah 3.6,

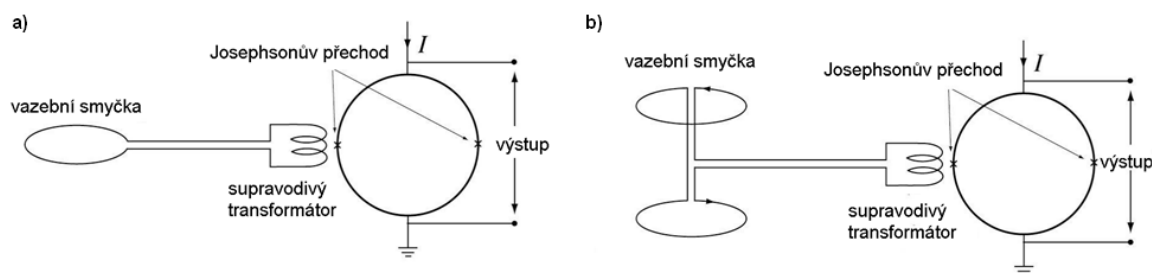
$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,068 \cdot 10^{-15} \text{ (Wb)} \quad (3.6)$$

kde h je Planckova konstanta a e je náboj elektronu.



Obrázek 3 - SQUID magnetometr
a) provedení b) přepínání přechodů

Z hlediska buzení se rozlišují stejnosměrný a vysokofrekvenční SQUID. V prstenci jsou vyraženy dva slabé přechody. Stejnosměrný typ je buzen stejnosměrným proudem I , který protéká dvěma přechody paralelně, obrázek 4. Kdežto supravodivý stínící proud I_s protéká přes dva slabé přechody sériově. Změna magnetického toku v supravodivé smyčce prstence vyvolá změny stínícího proudu I_s , který v superpozici s budícím proudem periodicky přepíná Josephsonovy přechody ze supravodivého stavu do odporového a naopak. Na nich se pak objevuje střídavé napětí, jehož amplituda se mění periodicky s periodou rovnou jednomu kvantu magnetického toku Φ_0 . Vyhodnocuje se tedy počet period a tomu odpovídající změna měřeného toku $\Delta\Phi_x$.



Obrázek 4 - Princip převodníku
a)absolutní měření b)gradientní měření

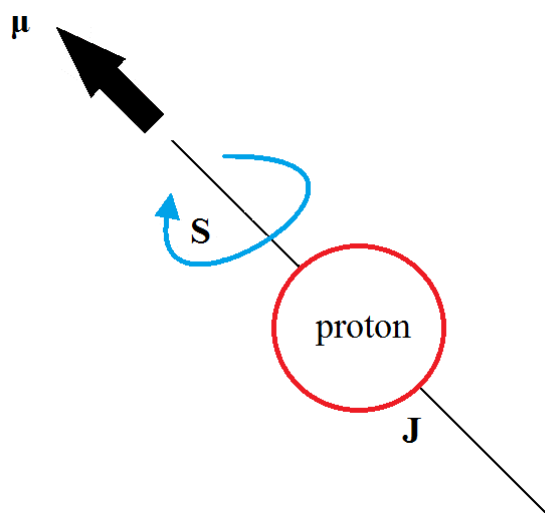
K zavedení měřeného pole do převodníku se používá supravodivý transformátor magnetického toku., což může být jednoduchá měřicí smyčka připojená na válcovou cívku, umístěnou uvnitř SQUIDu.

Pro dosažení optimální citlivosti je SQUID přemagnetizován, střídavým magnetickým polem o kmitočtu 100 až 500 kHz. Vysokofrekvenční SQUID vznikne ze stejnosměrného po zavedení vysokofrekvenčního buzení 20 až 30 MHz a odstraněním jednoho z Josephsonových přechodů. Tímto lze dosáhnout extrémní citlivosti až $10^{-14} \text{ T}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Převodníkem lze provádět měření biomagnetických polí, měření geomagnetismu a v neposlední řadě magnetické susceptibility slabě magnetických a objemově malých vzorků.

3.5 Magnetická rezonance

Magnetická rezonance [9] využívá skutečnosti, že protony i neutrony mají svůj určitý vlastní moment, neboli spin. Díky tomuto spinu získává celé atomové jádro určitý magnetický moment μ ve směru osy rotace.



Obrázek 5 - Rotace elementárního náboje

3.5.1 Nukleární magnetická rezonance

Nukleární magnetická rezonance (NMR) je široce využívaná jako měřicí a zobrazovací metoda. Je založena na interferenci magnetického momentu jader s vnějším vysokofrekvenčním elektromagnetickým polem, pokud je měřený materiál vložen do statického magnetického pole o indukci B_0 .

Abychom získali informaci o [10][11] rychlosti rotace jader a jejich úhlovém kmitočtu působíme na jádra vysokofrekvenčním magnetickým polem B_1 , kolmým na základní magnetické pole B_0 , jehož kmitočet je dán vztahem 3.7. Pokud je hodnota ω_0 blízka rezonančnímu kmitočtu jader dle Larmorovi podmínky, vztah 3.8, je vyvolán rezonanční efekt, kde γ je gyromagnetická konstanta, pro jádro vodíku je hodnota 42,577MHz/T.

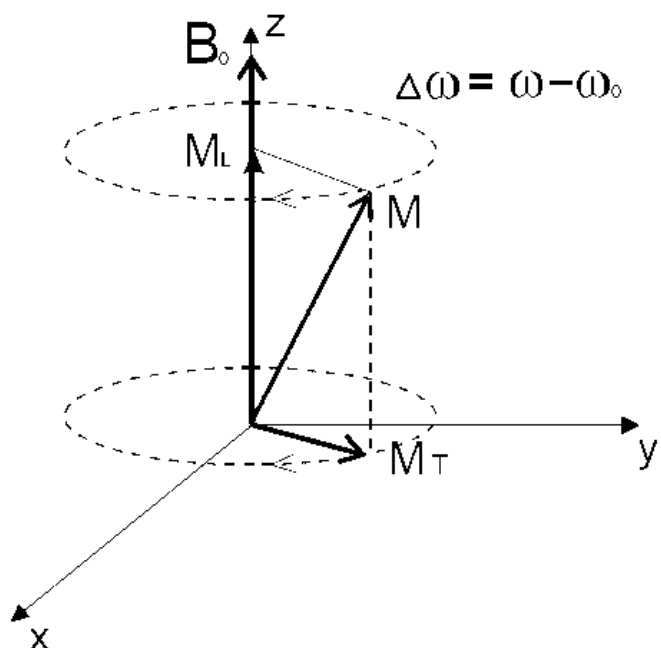
$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} \quad (3.7)$$

$$\omega = \gamma \cdot B_0 \quad (3.8)$$

Vzniká tak síla, která vyvolá pohyb vektoru magnetizace, jenž opisuje plášť kužele úhlovou rychlostí $\Delta\omega$.

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 \quad (3.9)$$

Magnetizace měřeného materiálu, paralelně k statickému magnetickému poli, klesne ke kolmé ose díky rezonančnímu efektu.

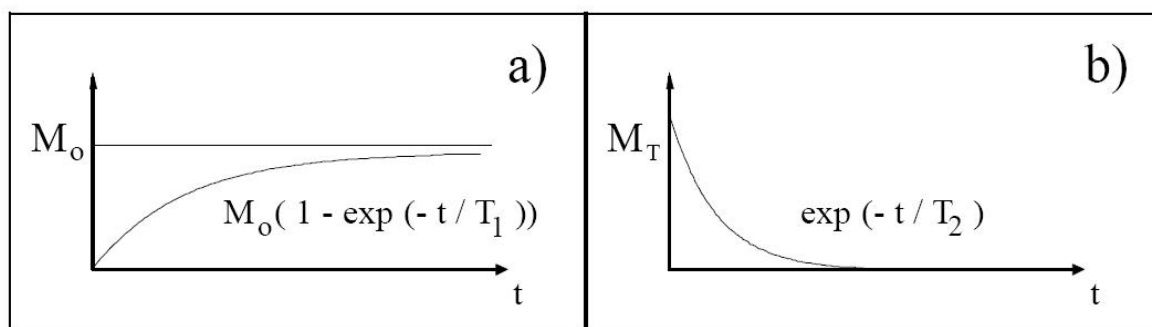


Obrázek 6 - Princip NMR

Vektory magnetizace jsou dány vztahy 3.10 a 3.11, kde T_1 a T_2 jsou charakteristické konstanty podélného a příčného relaxačního času.

$$M_L(t) = M_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \right) \quad (3.10)$$

$$M_T(t) = M_0 \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \quad (3.11)$$

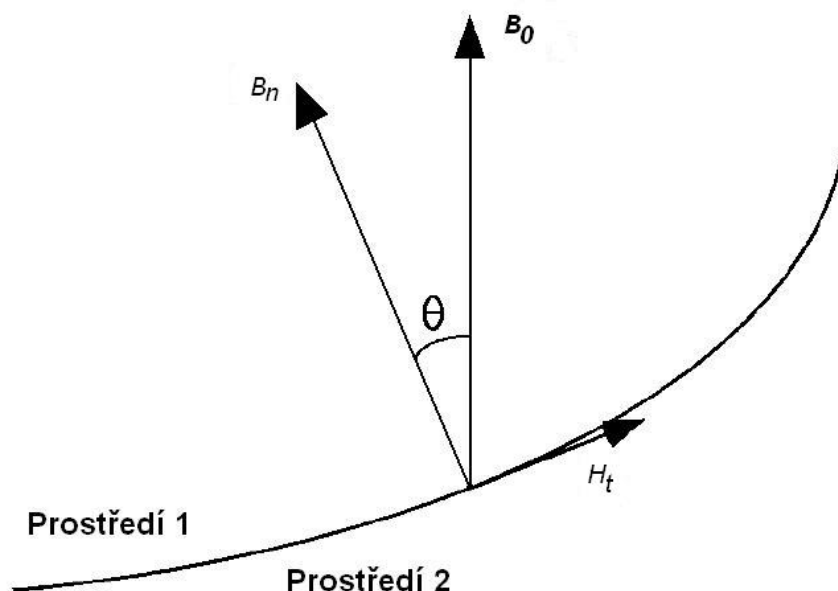


Obrázek 7 - Časový průběh dle rovnic 3.10 a 3.11

3.5.2 Magnetická rezonance(hraniční podmínky)

Tato metoda je užívána pro měření rozdílové magnetické susceptibility mezi dvěma makroskopickými prostory ve vzájemném kontaktu [12]. Hraniční podmínky jsou odvozeny pro rozhraní mezi těmito prostory. Tyto hraniční podmínky předpokládají, že na

takovémto rozhraní dochází k frekvenčnímu skoku, což je funkcí orientace rozhraní vzhledem k poli B_0 a rozdílu magnetických susceptibilit obou stran. Na základě tohoto vztahu se rozdíl susceptibilit získá pomocí MRI metody Gradient-Echo, popsané v kapitole 4.2, využívající signálů z obou stran okolí rozhraní.



Obrázek 8 - Náčrt rozhraní mezi prostředími

Obrázek 8 popisuje vlastnosti rozhraní, kde B_0 je statické magnetické pole orientované v ose z a B_n je normálový vektor pole rozhraní. Úhel mezi n a B_0 je označen θ . Magnetické pole ve směru tečny je dáno jako H_t .

Rozdíl magnetické indukce ve složce orientované osu z na obou stranách rozhraní je dán vztahem 3.12. Lokální pole je pak získáno úpravou makroskopického pole pomocí Lorentzovy podmínky, vztah 3.15, a rezonanční kmitočet spinu jádra lze vyjádřit pomocí vztahu 3.16.

$$\Delta B_z = 4\pi \cdot \sin^2 \theta \Delta M \quad (3.12)$$

$$\Delta B_z = B_{z2} - B_{z1} \quad (3.13)$$

$$\Delta M = M_2 - M_1 \quad (3.14)$$

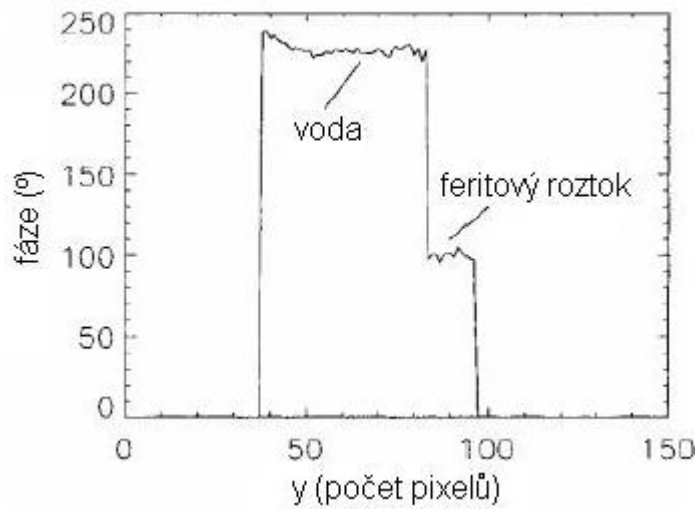
$$B_{local} = B - \frac{8 \cdot \pi}{3} M \quad (3.15)$$

$$f_r = \gamma \cdot B_{local} / 2\pi \quad (3.16)$$

Ze vztahu 3.12, 3.15 a 3.16 lze odvodit, za předpokladu že χ je mnohem menší než jedna, vztah mezi rozdílem susceptibilit a rozdílovým frekvenčním posunem přes rozhraní, vztah 3.17,

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{4\pi}{3} \Delta\chi (1 - 3 \cdot \cos^2 \Theta) \quad (3.17)$$

kde f_0 je nosná frekvence vf signálu.



Obrázek 9 - Příklad měření [12]

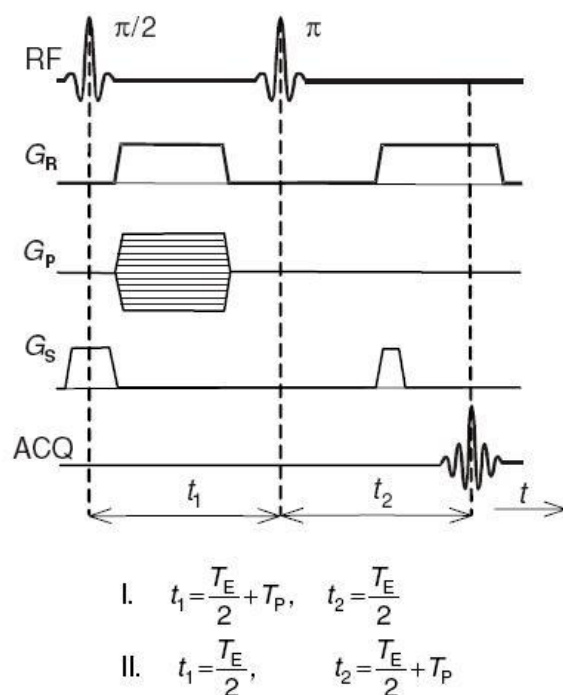
4 Metody MR zobrazování (MRI)

Většina popisovaných metod mapování magnetického pole mají zásadní nevýhodu v tom, že jejich výchozím předpokladem je soubor hodnot magnetické indukce měřený v diskrétních bodech. Výhodou mapovacích metod založených na MRI je skutečnost, že lze velice rychle zmapovat nehomogenitu ve zvoleném řezu a tak jedním měřením získat velké množství diskrétních bodů.

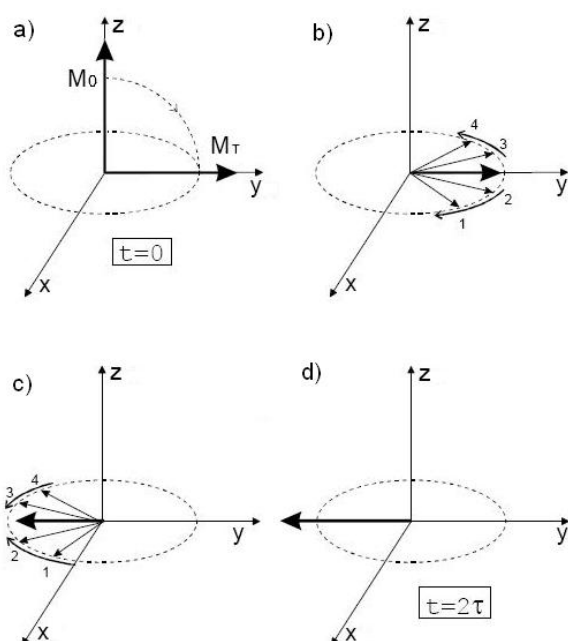
4.1 Spin-Echo

Velmi rozšířená zobrazovací metoda magnetické rezonance je metoda Spinového echa [5][13]. Používají se zde dva excitační vysokofrekvenční impulzy, které trvají několik milisekund. První impulz, $\pi/2$ impulz, excituje spinový systém měřeného vzorku a překlápí vektor magnetizace M_0 , jehož původní směr je shodný s vektorem magnetické indukce B_0 základního pole, o 90° do transverzální roviny x-y. Vektor se sklápí do roviny kolmé ke směru základního magnetického pole a je takový, že intenzita přijatého signálu z vybuzených jader je velmi malá oproti intenzitě základního magnetického pole, tudíž by nebylo možné tak malou intenzitu signálu zaznamenat. Proto se měření odezvy excitovaných atomů (echo signálu) provádí v transverzální rovině.

Vlivem excitačního impulzu se sfázuji všechny spiny jader v měřeném vzorku rotující s různou fází. Tento stav je velice důležitý, protože takto sfázovaná jádra dávají maximální signály přijímací cívce. Během excitačního pulsu je aktivní gradient $G_z = G_s$, který definuje požadovanou vrstvu z celkové velikosti vzorku.



Obrázek 10 - Měřící sekvence Spin-Echo



Obrázek 11 - Princip SE

Po excitaci nastává precese magnetických momentů atomů. Za působení čtecího gradientu $G_x = G_R$ ve směru x se provádí kódování souřadnice x jednotlivých jader do kmitočtu MR signálu, což je vlastně frekvenční kódování pozice spinu. Současně je fázovým gradientem $G_y = G_P$ ve směru osy y kódována poloha souřadnice y precedujících jader do fáze, tedy fázové kódování pozice spinu.

K zakódování nehomogenit základního pole $\Delta B_M(x,y)$ do fáze a k vyvolání nesymetrie spin-echa, je vložen interval T_p mezi excitační impulsy, mód I, nebo za druhý excitační impuls, mód II.

Celková transversální magnetizace excitované vrstvy může být zapsána vztahem 4.1. Pro jednoduchost předpokládejme, že magnetizace není ovlivněna relaxačním časem T_2 . V reálném případě relaxační čas T_2 ovlivňuje amplitudu měřené magnetizace $m(x,y)$ a poměr signál-šum měřeného obrazu je stejný, jako v případě běžných SE technik.

$$M_T(t) = \int \int_{\text{řez}} m(x,y) e^{(j \int \omega(x,y,t) dt)} dx dy \quad (4.1)$$

Za předpokladu nulové délky vf pulsů je možné popsat průběh magnetizace použitím substituce, vta 4.2, kde \vec{r} je pozice vektoru.

$$\omega(x,y,t) = \gamma [\Delta B_M(x,y) + \vec{r} \cdot \vec{G}(t)] \quad (4.2)$$

Časový vývoj exponentu můžeme rozvinout pro gradienty z obrázku 8 vztahem 4.3,

$$\begin{aligned} \Phi(T_E + T_P) &= \int_0^{T_E+T_P} \omega(x,y,t) dt \\ &= -\gamma \left\{ \int_0^{T_E/2+T_P} \Delta B_M(x,y) dt + z \int_0^{T_E/2+T_P} G_z(t) dt + y \int_0^{T_E/2+T_P} G_{yn}(t) dt + x \int_0^{T_E/2+T_P} G_x(t) dt \right\} \\ &\quad + \gamma \left\{ \int_{T_E/2+T_P}^{T_E+T_P} \Delta B_M(x,y) dt + z \int_{T_E/2+T_P}^{T_E+T_P} G_z(t) dt + x \int_{T_E/2+T_P}^{T_E+T_P} G_x(t) dt \right\} \end{aligned} \quad (4.3)$$

kde znaménko mínus před gyromagnetickou konstantou náleží k π pulsu. Každý integrál popisuje oblast pod křivkami gradientů v čase, obrázek 10, kde členy s gradienty osy x jsou upraveny tak, aby byla oblast po křivkou $G_x(t)$ nulová v čase $t = T_E + T_P$. V tomto okamžiku spin-echo puls refokusuje rozfázování způsobené nehomogenitami základního pole. Výsledkem zavedení intervalu T_P mezi pulsy je fáze v čase $T_E + T_P$ popsána vztahem 4.4, nebo vztahem 4.5 pokud je interval T_P vložen až za π puls, kde T_y je doba trvání G_{yn} . Rovnice 4.4 popisuje rozfázované spiny způsobené nehomogenitami $\Delta B_M(x,y)$ a rovnice 4.5 popisuje fázové kódování MR signálu v ose y.

$$\Phi(T_E + T_P) = -\gamma \Delta B_M(x,y) T_P + \gamma G_{yn} T_y y \quad (4.4)$$

$$\Phi(T_E + T_P) = \gamma \Delta B_M(x,y) T_P + \gamma G_{yn} T_y y \quad (4.5)$$

Pokud zavedeme relativní čas vztažený k $T_E + T_P$, tedy $t' = t - T_E - T_P$, můžeme přepsat vztah 4.3 do tvaru 4.6, kde k_y a k_x jsou integrační konstanty závislé na čase.

$$\begin{aligned} \int_0^T \omega(x, y, t) dt &= -\Delta B_M(x, y) t' + \gamma G_{yn} T_y y + \gamma G_x t' x \\ &= k_y y + k_x \left(x - \frac{\Delta B_M(x, y)}{G_x} \right) \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$k_x = \gamma G_x t' = \gamma \int_0^{t'} G_x(t) dt \quad (4.7)$$

$$k_y = \gamma G_{yn} T_y = \gamma \int_0^{t'} G_{yn}(t) dt \quad (4.8)$$

Vztah 4.1 pro výpočet celkové magnetizace v paralelní vrstvě k x-y rovině může být zapsán ve tvaru 4.9.

$$M_T(t') = \iint_{xy} m(x, y) \times e^{-j \left(k_x \left(x - \frac{\Delta B_M(x, y)}{G_x} \right) + k_y y \right)} \times e^{-j \gamma \Delta B_M(x, y) T_P} dx dy \quad (4.9)$$

Ve vztahu 4.9, člen $x - \frac{\Delta B_M(x, y)}{G_x}$ představuje zkreslení MR obrazu vlivem nehomogenity základního magnetického pole. Toto zkreslení je snížit pomocí gradientu nebo matematické transformace v měřeném obraze.

Inversní transformací $M_T(k_x, k_y)$ nedostaneme $m'(x, y)$, ale jeho zkreslenou výraz. Zkreslení vzniká geometrickým posunem a změnami intenzity snímků. Ze vztahu 4.9 můžeme odvodit rekonstruovanou amplitudu magnetizace $m'(x, y)$, vztah 4.10,

$$m'(x, y) = m(x, y) e^{-\gamma \Delta B_M(x, y) T_P} \quad (4.10)$$

kde exponent představuje zakódování nehomogenity základního pole do obrazu fáze. Změny v tomto obraze o 2π odpovídají změně magnetické indukce dané vztahem 4.11. Přizpůsobením pro libovolnou změnu fáze, pak vztahem 4.13.

$$\Delta B_M(x, y) = -\frac{1}{\gamma' T_P} \quad (4.11)$$

$$\gamma' = \frac{\gamma}{2\pi} \quad (4.12)$$

$$\Delta B_M(x, y) = -\frac{\Delta\Phi}{\gamma' T_P} \quad (4.13)$$

Maximální délka intervalu TP může být určena dle vztahu 4.14.

$$T_P \leq \frac{2\pi}{\gamma' \Delta B_M(x, y)} \quad (4.14)$$

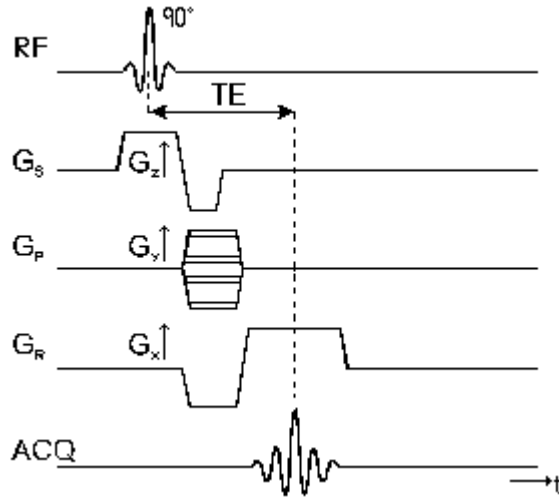
Měřené magnetické pole $\Delta B_M(x, y)$ zahrnuje nehomogenity magnetického pole způsobené susceptibilitou měřeného vzorku $\Delta B(x, y)$, nehomogenity základního pole $\Delta B_0(x, y)$ a nehomogenity způsobené susceptibilitou, např. nádoby v níž je měřený vzorek. K stanovení přesné mapy magnetického pole $\Delta B(x, y)$ je vždy nutné odečíst mapu základního pole $\Delta B_0(x, y)$, která je získána za stejných podmínek, ale bez měřeného vzorku, z mapy pole změřené se vzorkem $\Delta B_M(x, y)$.

$$\Delta B(x, y) = \Delta B_M(x, y) - \Delta B_0(x, y) \quad (4.15)$$

4.2 Gradient-Echo

Excitace jader probíhá pouze jedním vysokofrekvenčním $\pi/2$ impulzem, při kterém dojde k překlopení vektoru magnetizace M_0 o 90° do transverzální roviny xy , jehož původní směr je shodný s vektorem magnetické indukce B_0 základního pole. Vlivem energie excitačního impulsu se sfázuji všechny spiny jader, které v měřeném řezu vzorkem původně rotují s různou fází [5][14].

Během excitace je aktivní vymežovací gradient G_S ve směru osy z , vymežující ve vzorku excitovanou vrstvu požadované tloušťky. Působením čtecího gradientu G_R ve směru osy x je prováděno kmitočtové kódování x -ové polohy jader, zároveň je pomocí fázovacího gradientu G_P ve směru osy y kódována y -ová poloha jader do fáze MR signálu.



Obrázek 12 - Měřící sekvence Gradient-Echo

Vlivem spin-spinové interakce i vlivem gradientů dochází k rozfázování jednotlivých vektorů magnetizace, proto se inverzí amplitudy čtecího gradientu G_R po skončení excitace provede sfázování spinů. Akvizice dat probíhá v čase T_E po vyslání excitačního impulzu.

Celková transversální magnetizace, kolmá na osu z , je popsána rovnicí 4.16, kde $m(x,y)$ vyjadřuje rozložení magnetizace měřeného řezu. Za předpokladu, že je uvažována nulová

$$M_T(t) = \int \int_{\text{řez}} m(x,y) e^{(-j \int \omega(x,y,t) dt)} dx dy \quad (4.16)$$

Průběh magnetizace je, stejně jako u SE, možné popsat vztahem 4.2. Výraz pro celkovou magnetizaci v paralelní vrstvě k x - y rovině může být zapsán ve tvaru 4.17, kde k_y a k_x jsou stejně jako u SE integrační konstanty závislé na čase, vztahy 4.18 a 4.19.

$$M_T(t) = \int \int_{xy} m(x,y) \times e^{-j \left(k_x \left(x - \frac{\Delta B_M(x,y)}{G_x} + k_y y \right) \right)} \times e^{-j \gamma \Delta B_M(x,y) T_E} dx dy \quad (4.17)$$

$$k_x = \gamma G_x t = \gamma \int_0^t G_x(t) dt \quad (4.18)$$

$$k_y = \gamma G_{yn} T_y = \gamma \int_0^t G_{yn}(t) dt \quad (4.19)$$

Ze vztahu 4.17 můžeme odvodit rekonstruovanou amplitudu magnetizace $m'(x,y)$, vztah 4.20,

$$m'(x, y) = m(x, y)e^{-\gamma B_M(x, y)T_E} \quad (4.20)$$

kde exponent zde vyjadřuje zakódování základního pole do obrazu fáze. Změna fáze o 2π odpovídá změně magnetické indukce dané vztahem 4.21, kde γ' je opět dána vztahem 4.12. Přepsáním vztahu 4.21 pro libovolnou změnu fáze, pak vztahem 4.22.

$$B_{M(2\pi)}(x, y) = -\frac{1}{\gamma' T_E} \quad (4.21)$$

$$\Delta B_M(x, y) = -\frac{\Delta\Phi}{\gamma' T_E} \quad (4.22)$$

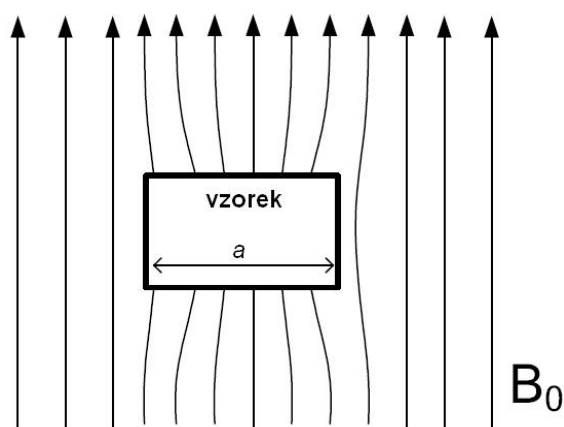
Tato technika používá menší časy T_E než metoda SE, což vede k možnosti menších časů T_R . Tudíž se jedná o velmi rychlou zobrazovací techniku, která je základem v současnosti používaných zobrazovacích technik. Z principu metody GE ovšem vyplývá, že tato metoda nekompensuje nehomogenitu základního magnetického pole.

5 MR metoda měření magnetické susceptibility

Použitím vhodné MR zobrazovací metody, můžeme získat obraz nehomogenity magnetického pole v tomografu. Vzorek, mírně magnetického materiálu, vložený do magnetického pole způsobuje zkreslení primárního magnetického pole, přidáním vlastního reakčního pole. Z tvaru křivky tohoto reakčního pole v okolí vzorku může být spočtena susceptibilita. Takto je možné měřit i materiály, které nedávají žádný MR signál [5][15].

5.1 Princip metody

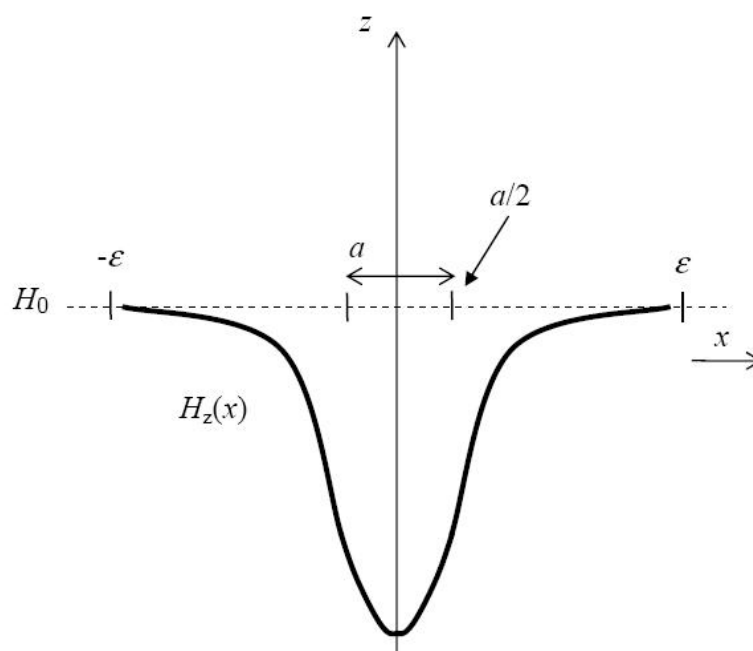
Tato metoda měření susceptibility je založena na předpokladu, že máme konstantní magnetický tok v pracovní oblasti supravodivého magnetu. Vložením vzorku tloušťky a a magnetické susceptibility χ_{m1} způsobuje lokální deformaci předtím homogenního magnetického pole, viz obrázek 13.



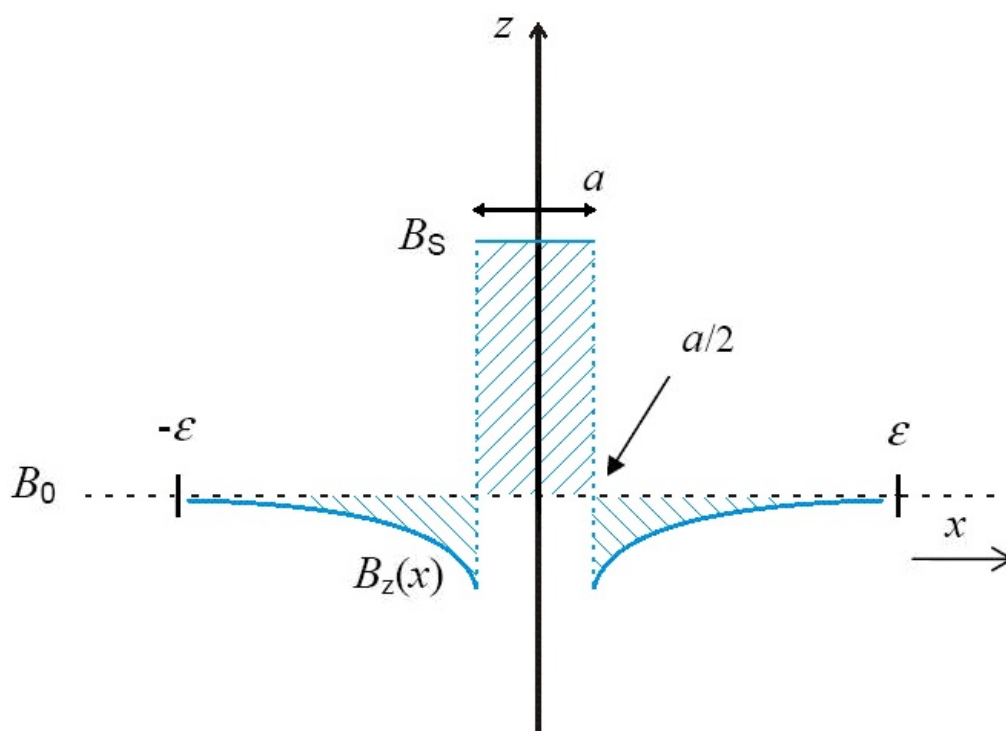
Obrázek 13 - Deformace magnetického pole vložení vzorku

Máme statické magnetické pole popsané H_0 a B_0 orientované v ose z a dostaneme intenzitu magnetického pole $H_z(x)$ a indukci $B_z(x)$. Křivky deformovaného magnetického pole jsou zobrazeny na obrázku 14 a obrázku 15. Rozdíly mezi těmito křivkami a základními hodnotami H_0 a B_0 jsou dány reakčním polem.

Jak můžeme vidět, vzorek ovlivňuje pole nejen v oblasti rovné své velikosti, ale i v jeho okolí. Předpokládá se, že velikost vzorku v ose y je dostatečná, a proto je možné zanedbat hraniční efekt.



Obrázek 14 - Křivka intenzity magnetického pole
ve vloženém vzorku tloušťky a a jeho okolí



Obrázek 15 - Křivka magnetické indukce

Magnetická indukce uvnitř vzorku je dána vztahem 5.1. Za předpokladu konstantního magnetického toku Φ přes průřez S pracovní oblasti magnetu, vztah 5.2, je evidentní, že hodnota indukce mimo vzorek je snížena. To může být prezentováno jako výsledek superpozice homogenního pole B_0 a pole deformačního ΔB .

$$B_S = B_0(1 + \chi_{m1}) \quad (5.1)$$

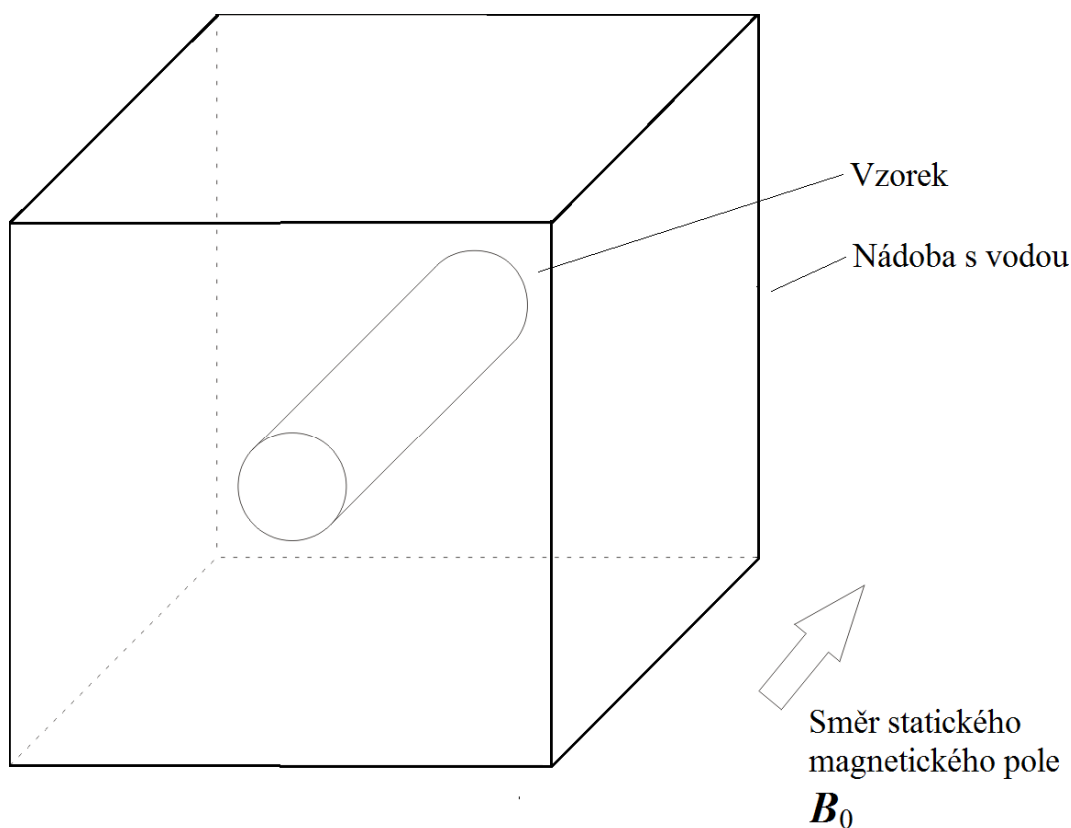
$$\Phi = \int \int_{S_z} B \cdot dS = konst. \quad (5.2)$$

Protože hodnota B_S nemůže být měřena přímo, je možné použít vztah 5.1 k určení susceptibility. Proto je nutné využít nepřímou metodu měření. Pro průřez z - x uprostřed vzorku platí vztah 5.2. To znamená, že suma z oblasti ohraničené křivkou, kde ε je dostatečná vzdálenost od vzorku vzhledem ke změně indukce, ve vztahu 5.3 vztažená k základní hodnotě indukce B_0 je nulová.

$$\int \Delta B_z(x) dx \cong 0 \quad (5.3)$$

Jestliže dokážeme určit směr $\Delta B(x)$, můžeme vypočítat hodnotu χ_{m1} zkoumaného materiálu, viz vztah 5.4.

$$\chi_{m1} \cong - \frac{\int_{-a/2}^{-\varepsilon} \Delta B_z dx + \int_{a/2}^{\varepsilon} \Delta B_z dx}{B_0 a} \quad (5.4)$$



Obrázek 16 - Uspořádání měření

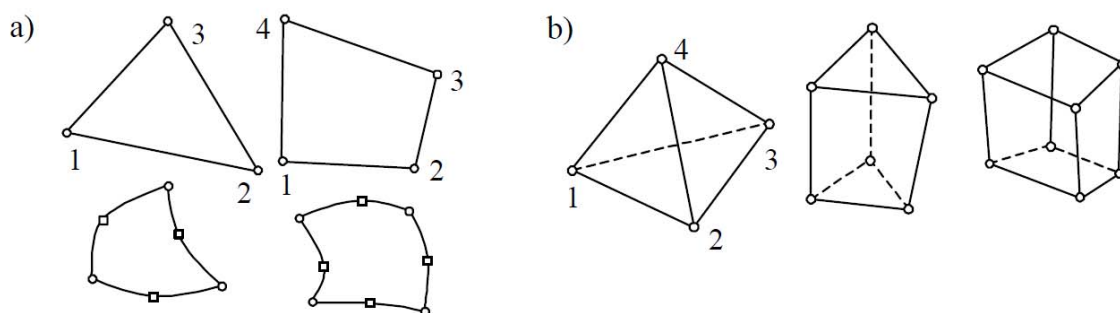
5.2 Modelování v prostředí Comsol Multiphysics

Comsol Multiphysics je program, který umožňuje řešit fyzikální úlohy popsané parciálními diferenciálními rovnicemi metodou konečných prvků (MKP). Programem lze modelovat multifyzikální děje v inženýrské praxi a v mnoha oblastech technických a vědeckých oblastí. Do řešení je možné zahrnout několik fyzikálních dějů najednou a tak provádět komplexní analýzu modelu. Díky své snadné obsluze lze také snadno názorně zobrazovat modelované výsledky.

5.2.1 Metoda konečných prvků

Metoda konečných prvků [16] je účinná metoda k řešení všech okrajových úloh inženýrské praxe, popsaných diferenciálními rovnicemi. Metoda byla vyvinuta s nástupem digitálních počítačů k řešení úloh především v leteckém průmyslu. Širší aplikace v ostatních odvětvích nastoupily až s rychlým rozvojem výpočetní techniky.

Podobně jako u metody konečných diferencí se zavádějí v oblasti, kde se počítá pole, uzly a uzlové potenciály. Uzly v oblasti však mohou být rozloženy nerovnoměrně a mohou tak sledovat tvar hraničních ploch. V místech, kde jsou očekávané velké změny, se zavádí síť s větší hustotou. Koeficienty matice soustavy se nepočítají z diferencí, ale jako integrál přes elementární plochy nebo objemy, v jejichž vrcholech jsou uzly. Tyto elementární útvary jsou nazývány konečné prvky. Na obrázku 17 jsou naznačeny některé ze základních rovinných prvků a elementárních prostorových prvků.



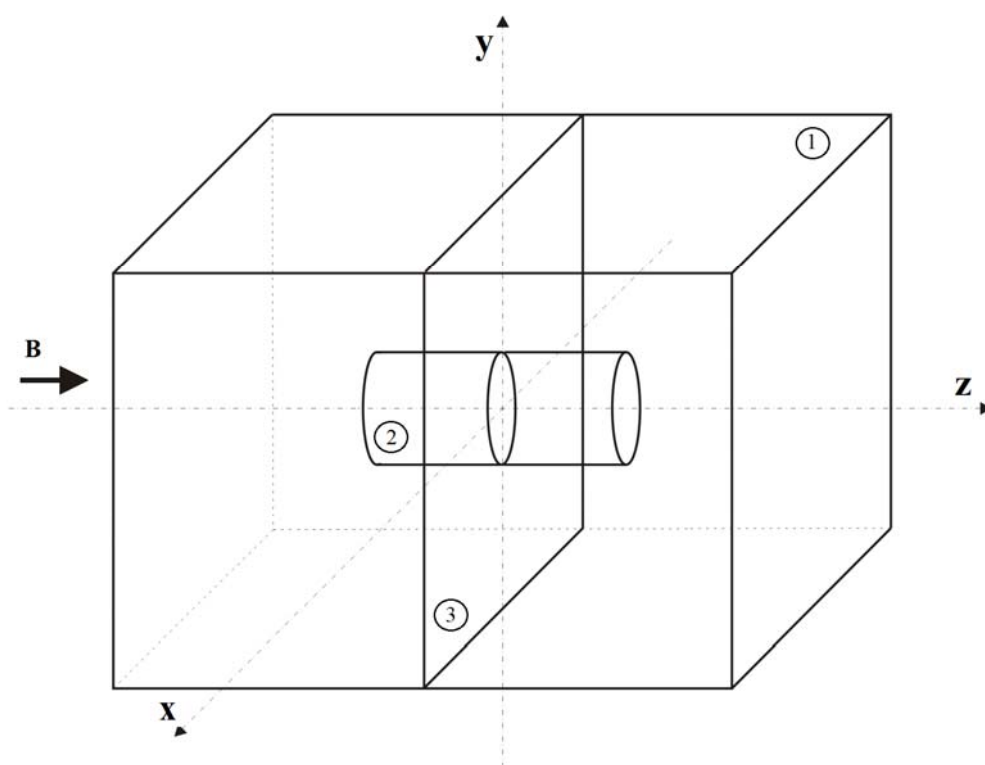
Obrázek 17 - Elementární prvky [16]

Postup při aplikaci metody konečných prvků sestává z pěti kroků. Generace sítě prvků, aproximace potenciálu na jednotlivých prvcích z uzlových hodnot, sestavení

soustavy rovnic pro neznámé uzlové hodnoty, vyřešení soustavy a zpracování dodatečných požadavků.

5.2.2 Konfigurace modelované soustavy

Prostorové uspořádání modelované soustavy je zobrazeno na obrázku 18. Okolí velikosti 40x40x40 mm je tvořeno vzduchem, jehož magnetická susceptibilita je rovna 0, na obrázku označeno jako 1. Uprostřed tohoto prostoru je umístěn vzorek dále uvedených materiálů s různými hodnotami susceptibility χ_m . Vzorky jsou válcového nebo kvádrového tvaru o délce 10mm. V obrázku označen jako 2. Váleček má průměr 3mm, kvádr má podstavu velikosti 3x3, resp. 3x5 mm. Jako materiál byl volen paramagnetický vzorek hliníku s hodnotou magnetické susceptibility $2,2 \cdot 10^{-5}$ a diamagnetický materiál měď o hodnotě $-8,9 \cdot 10^{-6}$. Zkoumaná rovina, označena jako 3, je vedena středem vzorku.



Obrázek 18 - Uspořádání modelu

Model uspořádaný dle obrázku 18 byl navržen v prostředí Comsol. Okrajové podmínky byly voleny podle vztahu pro magnetický potenciál tak, aby odpovídaly hodnotě homogenního statického magnetického pole s hodnotou magnetické indukce $B=4,7$ T, vztah 5.5.

$$\pm \frac{\varphi}{2} = \frac{B \cdot z}{2\mu_0} = \frac{4,7 \text{ [T]} \cdot 40 \text{ [mm]}}{2 \cdot \mu_0} \quad (5.5)$$

5.2.3 Numerické modelování

Popis kvazistacionárního modelu MKP vychází z redukovaných Maxwellových rovnic 5.6 a 5.7, kde \mathbf{H} je vektor intenzity magnetického pole, \mathbf{B} je vektor indukce magnetického pole a \mathbf{J} je vektor proudové hustoty.

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (5.6)$$

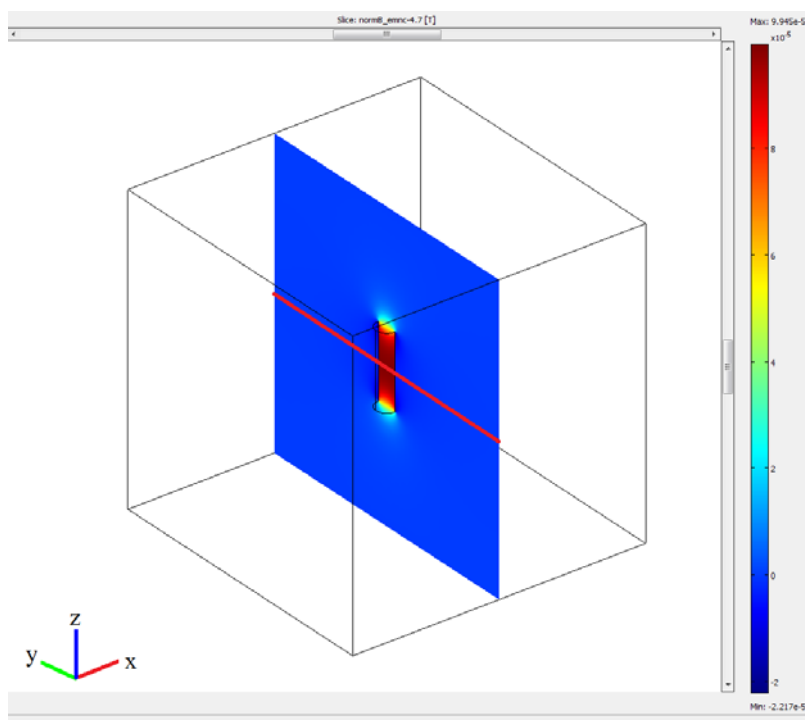
$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (5.7)$$

V případě nevírového pole je pak $\text{rot } \mathbf{H} = 0$. A materiálové vztahy dány rovnicí 5.8.

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (5.8)$$

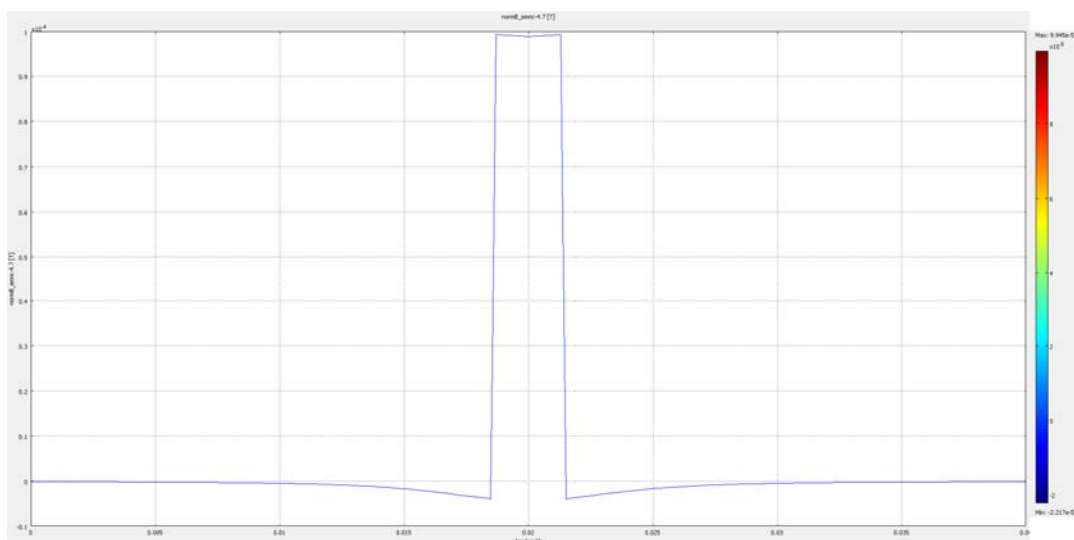
5.2.4 1D analýza

Tato úloha byla navržena pro výpočet magnetické susceptibility dle průběhu reakčního magnetického pole v ose y uprostřed modelovaného vzorku. U vzorků kruhového tvaru dosáhneme užitím vztahu 5.4 stejných výsledků v ose x i v ose y .

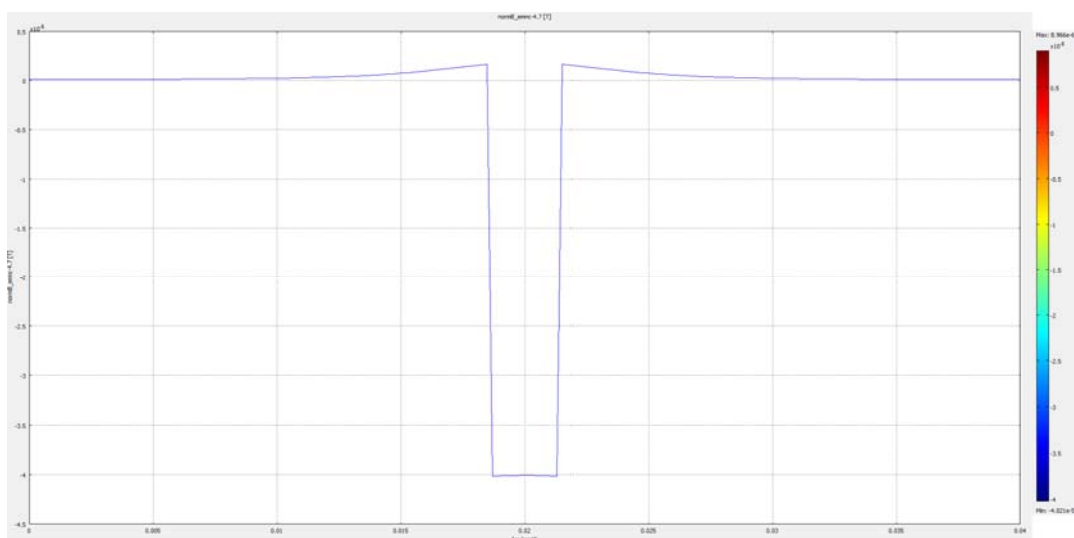


Obrázek 19 - Zobrazení řešení pro 1D

Na obrázcích 20 a 21 je znázorněn výsledný průběh reakčního magnetického pole ve zkoumané oblasti, viz. červená čára na obrázku 19.



Obrázek 20 - Průběh magnetické indukce pro hliník



Obrázek 21 - Průběh magnetické indukce pro měď

Hodnota magnetické susceptibility modelovaného materiálu je v tomto případě určena ze vztahu 5.9. A to z důvodu, že program Comsol neumožňuje získat přímo hodnotu vhodnou k dosazení do vzorce 5.4,

$$\chi_m = \pm \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_0} \quad (5.9)$$

kde znaménko plus nebo mínus platí v závislosti na použitém materiálu vzorku. Znaménka plus využijeme u výpočtu pro paramagnetické materiály a znaménka mínus pro materiály diamagnetické. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v tabulce 1 pro měď a v tabulce 2 pro hliník.

Tabulka 1 - měď

Vzorek	Rozměry vzorku [mm]	Vzdálenost vzorků [mm]	B_{\min} [μT]	B_{\max} [μT]	Velikost vzorku v ose [mm]	Teoretická hodnota susceptibility [-] $\cdot 10^{-6}$	Vypočtená hodnota susceptibility [-] $\cdot 10^{-6}$	Chyba [%]
váleček	1,5x10	-	-40,119	1,220	3	-8,9	-8,795	1,17
kvádr	3x3x10	-	-39,808	2,058	3	-8,9	-8,908	0,09
kvádr	3x5x10	-	-38,871	2,806	3	-8,9	-8,867	0,37
3 válečky	-	3	-39,449	2,702	15	-8,9	-8,968	0,77
	-	5	-39,710	2,253	15	-8,9	-8,928	0,32
	-	7	-39,852	2,022	15	-8,9	-8,909	0,11

Tabulka 2 - hliník

Vzorek	Rozměry vzorku [mm]	B_{\min} [μT]	B_{\max} [μT]	Velikost vzorku v ose [mm]	Teoretická hodnota susceptibility [-] $\cdot 10^{-6}$	Vypočtená hodnota susceptibility [-] $\cdot 10^{-6}$	Chyba [%]
váleček	1,5x10	-2,935	99,181	3	22	21,727	1,242
kvádr	3x3x10	-5,100	98,512	3	22	22,045	0,205

5.2.5 2D analýza

Při řešení této úlohy byl prostor okolí rozdělen na dvě části. A to tak, aby vyšla plocha vedená středem soustavy využitá pro výpočet hodnoty integrálu deformačního pole v okolí vzorku. Výsledná hodnota susceptibility je pak dána vztahem 5.10, kde S_o je plocha okolí a S_v je plocha vzorku v místě řezu.

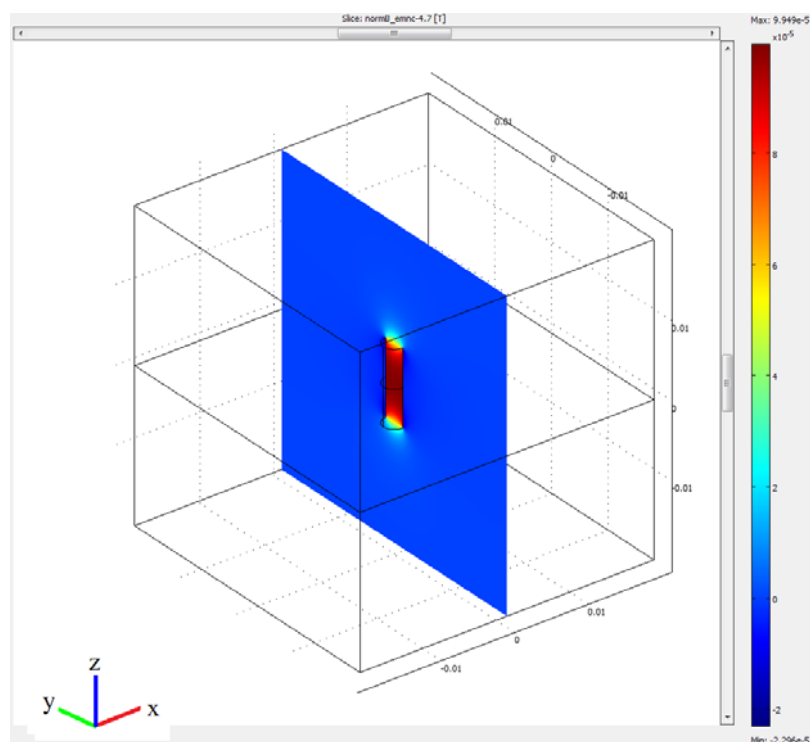
$$\chi_m \cong \pm \frac{\int_{S_o} \Delta B_z(x, y) dx dy}{S_v \cdot B_0} \quad (5.10)$$

Tabulka 3 - měď

Vzorek	rozměry vzorku [mm]	vzdálenost vzorků [mm]	Reakční pole [Wb] *10 ⁻⁹	Velikost vzorku v ose [mm]	Teoretická hodnota susceptibility [-] *10 ⁻⁶	Vypočtená hodnota susceptibility [-] *10 ⁻⁶	Chyba [%]
váleček	1,5x10	-	0,283	3	-8,9	-8,609	3,27
kvádr	3x3x10	-	0,360	3	-8,9	-8,502	4,47
kvádr	3x5x10	-	0,582	3	-8,9	-8,261	7,18
3 válečky	-	3	0,840	15	-8,9	-8,521	4,25
	-	5	0,844	15	-8,9	-8,570	3,71
	-	7	0,848	15	-8,9	-8,610	3,26

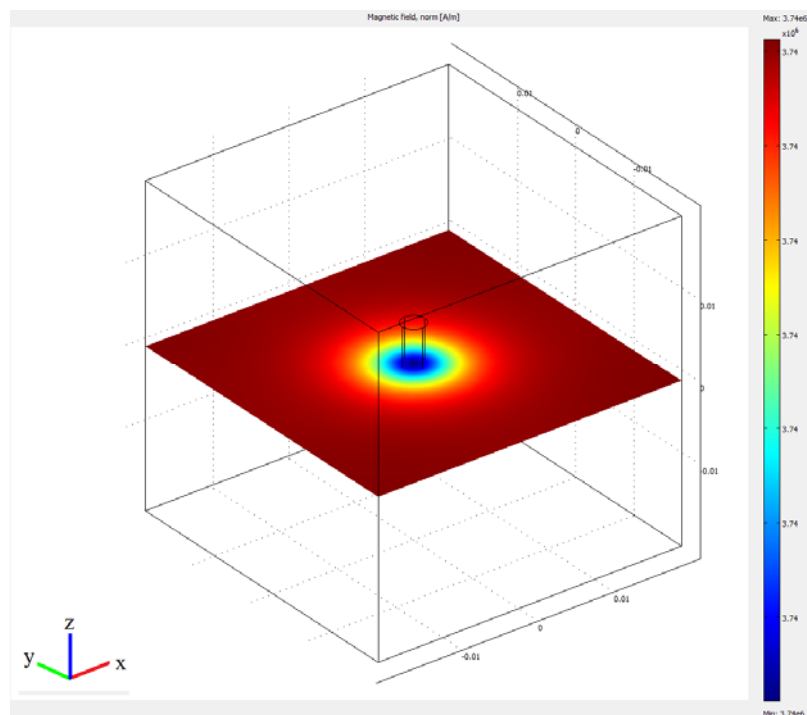
Tabulka 4 - hliník

Vzorek	rozměry vzorku [mm]	Reakční pole [Wb] *10 ⁻⁹	Velikost vzorku v ose [mm]	Teoretická hodnota susceptibility [-] *10 ⁻⁶	Vypočtená hodnota susceptibility [-] *10 ⁻⁶	Chyba [%]
váleček	1,5x10	0,702	3	22	21,384	2,80054
kvádr	3x3x10	0,888	3	22	20,995	4,566688



Obrázek 22 - Zobrazení řešení pro 2D

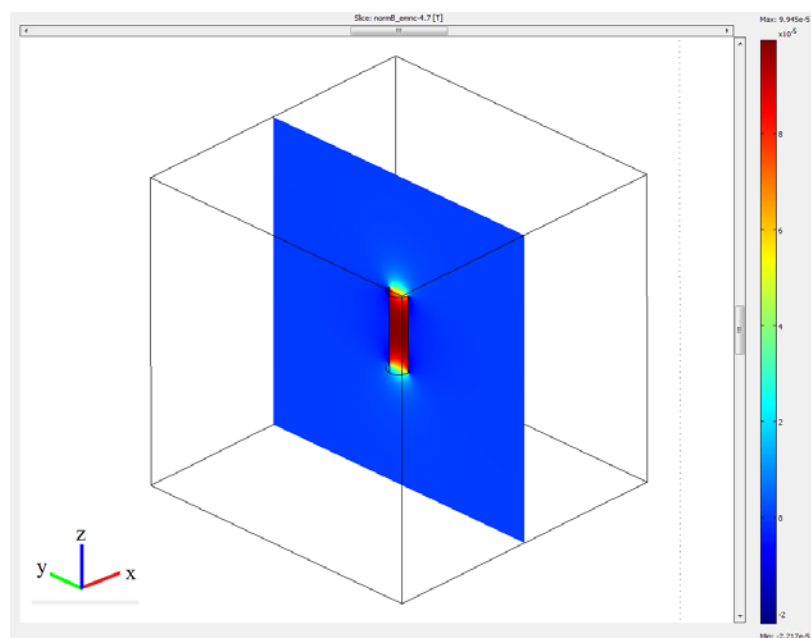
Na obrázku 23 je zobrazeno magnetické pole v oblasti zkoumané plochy.



Obrázek 23 - Magnetické pole

5.2.6 3D analýza

V této úloze bylo pro výpočet užito celého prostoru okolí. Z tohoto důvodu se pro výpočet hodnoty susceptibility upraví vztah 5.10 na vztah 5.11.



Obrázek 24 - Zobrazení řešení pro 3D

Tabulka 5 - měď

Vzorek	rozměry vzorku [mm]	vzdálenost vzorků [mm]	Reakční pole [Wb*m] *10 ⁻¹²	Velikost vzorku v ose [mm]	Teoretická hodnota susceptibility [-] *10 ⁻⁶	Vypočtená hodnota susceptibility [-] *10 ⁻⁶	Chyba [%]
váleček	1,5x10	-	2,613	3	-8,9	-7,956	10,60
kvádr	3x3x10	-	3,295	3	-8,9	-7,789	12,48
kvádr	3x5x10	-	5,286	3	-8,9	-7,498	15,75
3 válečky	-	3	7,696	15	-8,9	-7,810	12,25
	-	5	7,749	15	-8,9	-7,864	11,64
	-	7	7,775	15	-8,9	-7,891	11,34

Tabulka 6 - hliník

Vzorek	rozměry vzorku [mm]	Reakční pole [Wb*m] *10 ⁻¹²	Velikost vzorku v ose [mm]	Teoretická hodnota susceptibility [-] *10 ⁻⁶	Vypočtená hodnota susceptibility [-] *10 ⁻⁶	Chyba [%]
váleček	1,5x10	6,456	3	22	19,657	10,6485
kvádr	3x3x10	8,144	3	22	19,253	12,48832

$$\chi_m \cong \pm \frac{\int_{V_0} \Delta B_z(x, y, z) dx dy dz}{V_V \cdot B_0} \quad (5.11)$$

5.3 Praktické měření

Měření byla provedena pomocí 200MHz MR tomografu ÚPT v Brně, jehož primární pole $B_0 = 4,7T$, což odpovídá rezonanční frekvenci 1H jádra vodíku. Měřené vzorky byly umístěny do nádoby o rozměrech 40x40x40 mm naplněné roztokem deionizované vody. Koncentrace roztoku: jeden litr vody, 1,2 gramu $NiSO_4$ a 2,6 gramu $NaCl$. Dochází tak ke snížení relaxačních časů T_1 a T_2 na hodnotu 130 ms. Tento roztok má hodnotu magnetické susceptibility $\chi_v -13,0 \cdot 10^{-6}$. Použitím metody GE s hodnotou $T_E = 5$ ms získáme snímky změn magnetické indukce v okolí měřených vzorků. Transverzální magnetizace je v tomto případě popsána vztahem XX, kde M_0 hodnota magnetizace získaná okamžitě po excitaci, která je exponenciálně snižována s časem, e^{-T_E/T_2} . Výraz $e^{-j\gamma\Delta B T_E}$ popisuje fázovou modulaci magnetizace způsobenou reakčním polem ΔB .

$$M_{\perp}(T_E) = M_0(T_E) \cdot e^{-\frac{T_E}{T_2}} e^{-j\gamma\Delta B T_E} \quad (5.12)$$

Změny magnetické indukce se tedy projeví ve fázových snímcích. Z rozdílového obrazu fázových snímků, tedy snímku se vzorkem a bez něj, získáme přepočtem dle vztahu

5.13 hodnotu reakčního magnetického pole, kde γ je gyromagnetická konstanta, $\Delta\varphi$ je fázový snímek a T_E je čas echa GE měřící sekvence.

$$\Delta B = \frac{\Delta\varphi}{\gamma \cdot T_E} \quad (5.13)$$

Z toho je pak možné vypočíst susceptibilitu zkoumaného vzorku pomocí vztahu 5.14, avšak místo absolutní susceptibility musí být použita rozdílová. Ta se poté přepočte pomocí vztahu 5.15.

$$\Delta\chi = \pm \frac{\int_{-a/2}^{-\varepsilon} \Delta B_z dx + \int_{a/2}^{\varepsilon} \Delta B_z dx}{B_0 a} \quad (5.14)$$

$$\Delta\chi = \frac{\chi_{m2} - \chi_{m1}}{\chi_{m1} + \chi_{m2} + 2} \quad (5.15)$$

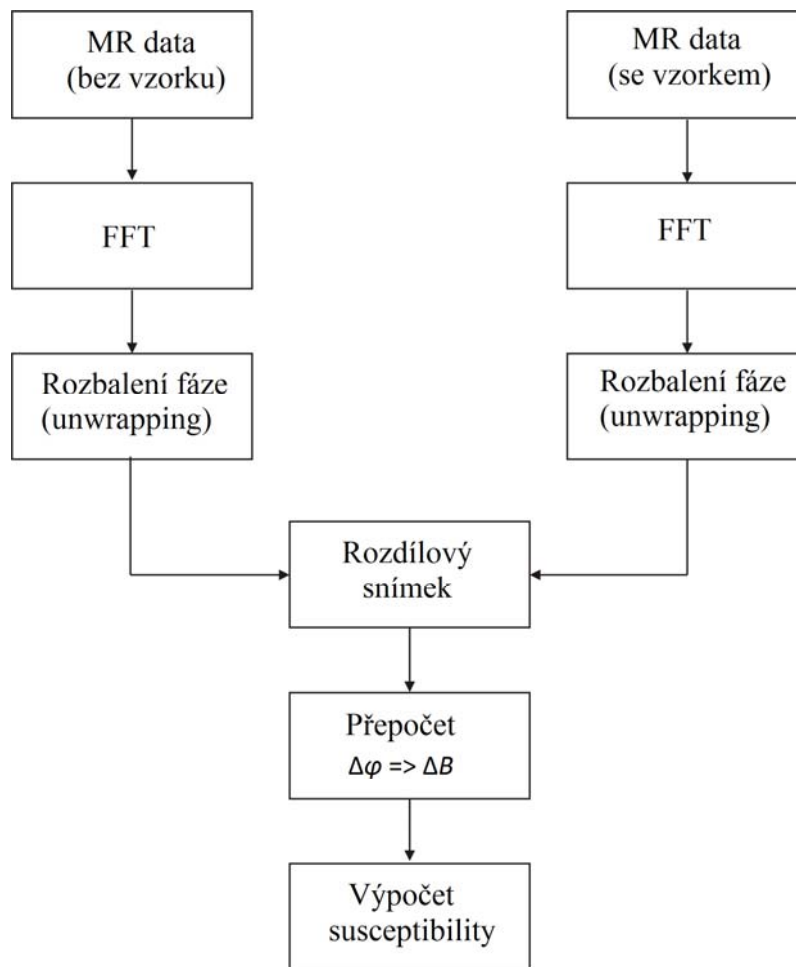
5.3.1 Zpracování naměřených dat

K zpracování výsledků použity programy Marevisi a Matlab. Programem Marevisi jsou zpracována přímo data z tomografu. Dále je zde možné provést algoritmus FFT a výsledná data převést do formátu *.mat, vhodného k dalšímu zpracování v Matlabu.

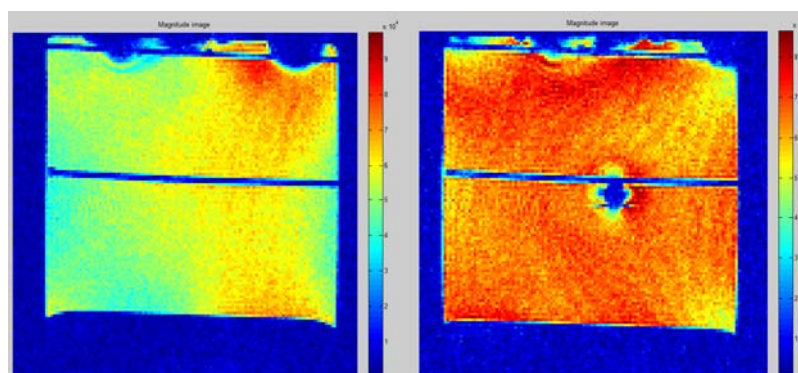
Celkový postup pro zpracování dat je zobrazen na obrázku 25.

V programu vytvořeném v prostředí Matlab je třeba nejprve načíst jednotlivá data pro měřenou soustavu se vzorkem a data bez zkoumaného vzorku. V dalším kroku je třeba rozbalení fáze (unwrapping). Principem je nalézt body, kde fáze přechází skokem 2π z hodnoty maxima na minimum nebo naopak a dalším hodnotám přičíst popřípadě odečíst hodnotu 2π . Nejjednodušší je vyhodnotit rozdíl sousedních hodnot fáze. Pokud je rozdíl větší než π tak budeme následujícím pixelům hodnotu 2π odečítat, naproti tomu je-li rozdíl menší, pak budeme hodnotu přičítat.

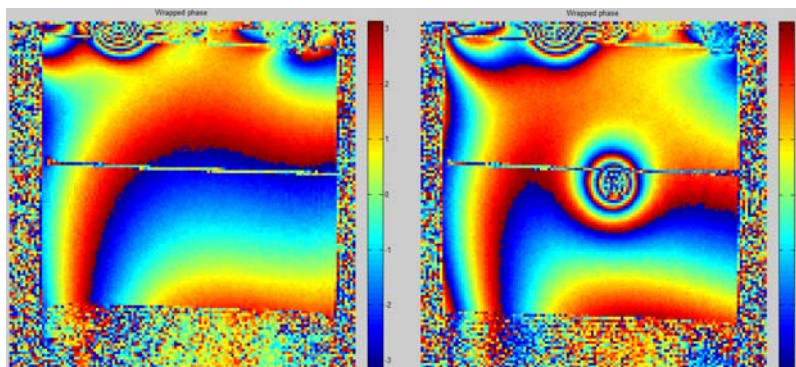
Následně tedy můžeme získat rozdílový snímek odečtením jednotlivých fázových snímků. Takto získaná data přepočteme dle vztahu 5.13, čímž získáme mapu rozložení reakčního pole. Následně je třeba vynulovat pixely v oblasti, kde se nachází vzorek. Z tohoto a ze známého rozměru vzorku můžeme dopočítat hodnotu rozdílové susceptibility.



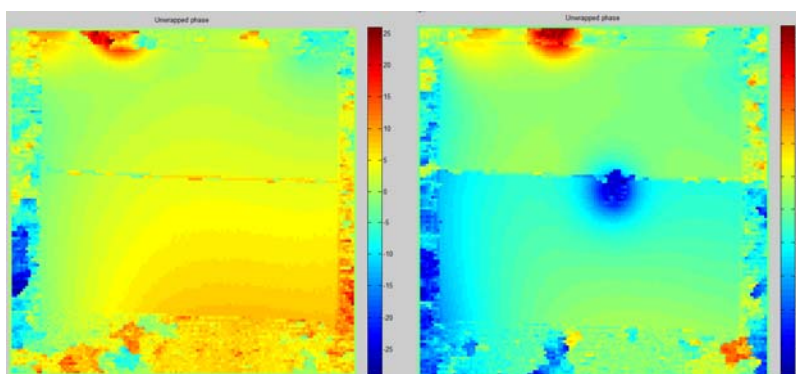
Obrázek 25 - Schéma pro zpracování dat



Obrázek 26 - Amplitudový obraz



Obrázek 27 - Fázový obraz



Obrázek 28 - Fázový obraz – rozbalený

5.3.2 Analýza měřených dat

Získaná data rozdílových snímků byla analyzována jako 3 samostatné úlohy. Stejně jako při modelování byly hodnoty rozdílové susceptibility počítány z hodnoty křivkového integrálu, plošného integrálu a objemového integrálu, dle vztahů 5.16, 5.17 a 5.18.

$$\Delta\chi = \pm \frac{\int_{-y}^{-a/2} \Delta B_z dy + \int_{a/2}^y \Delta B_z dy}{B_0 a} \quad (5.16)$$

$$\Delta\chi \cong \pm \frac{\int \Delta B_z(x, y) dx dy}{S_V \cdot B_0} \quad (5.17)$$

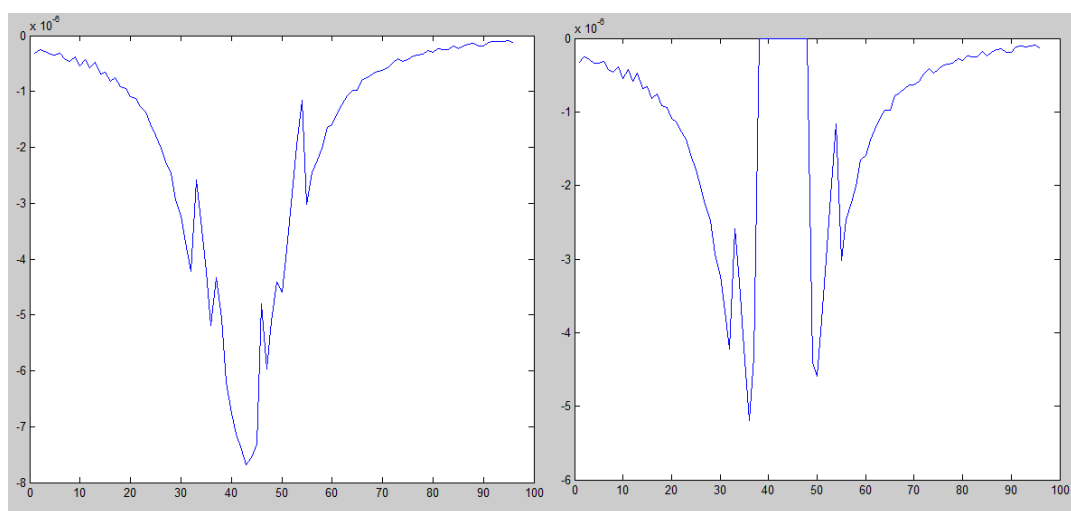
$$\Delta\chi \cong \pm \frac{\int \Delta B_z(x, y, z) dx dy dz}{V_V \cdot B_0} \quad (5.18)$$

Hodnoty susceptibility pro měřené vzorky jsou pak přepočteny pomocí vztahu 5.15. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v tabulce 7.

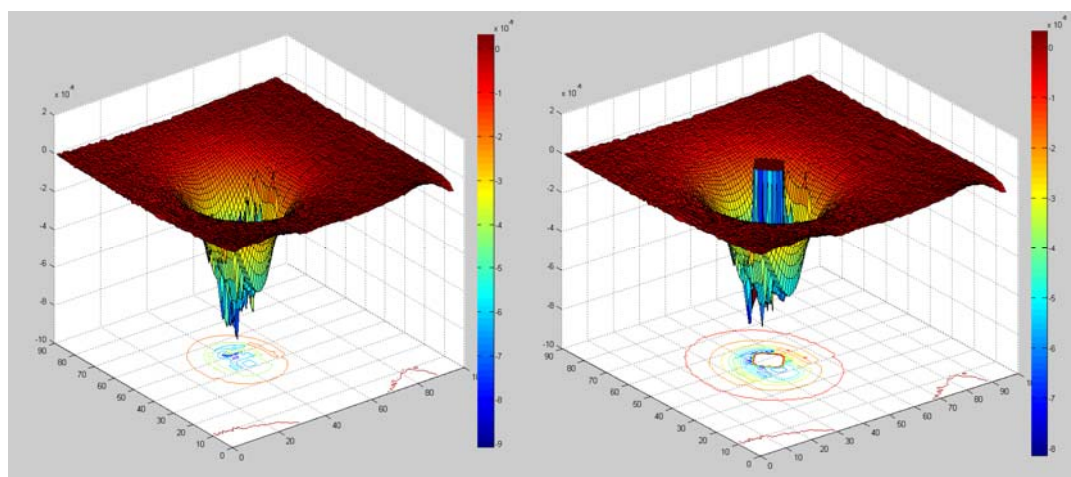
Tabulka 7 - Výsledné hodnoty susceptibility

	Hliník $\cdot 10^{-6}$	Měď $\cdot 10^{-6}$	Mosaz $\cdot 10^{-6}$	Silon $\cdot 10^{-6}$
1D	21,510	-9,690	-8,340	-9,572
2D	20,910	-9,835	-7,950	-8,917
3D	24,410	-7,934	-6,874	-10,160

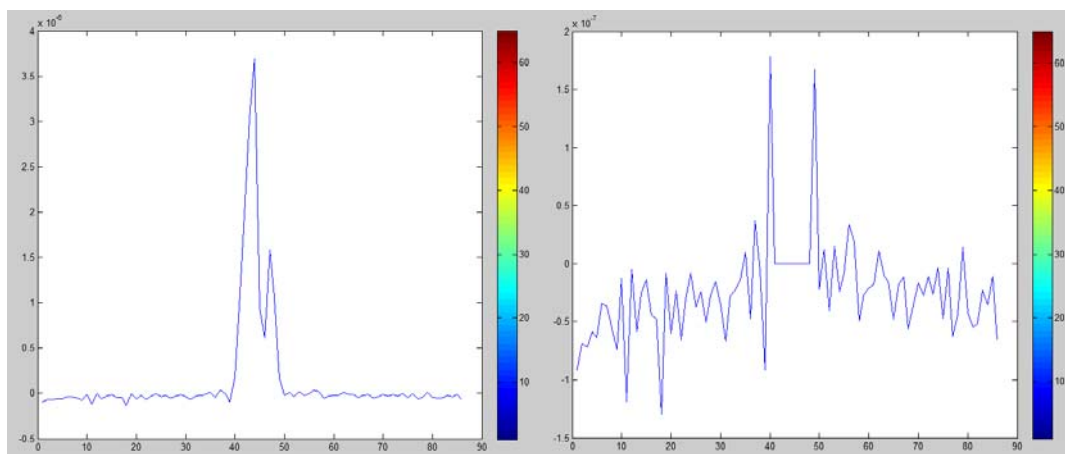
Na obrázcích 29 až 36 jsou zobrazeny průběhy reakčního pole pro 1D a 2D.



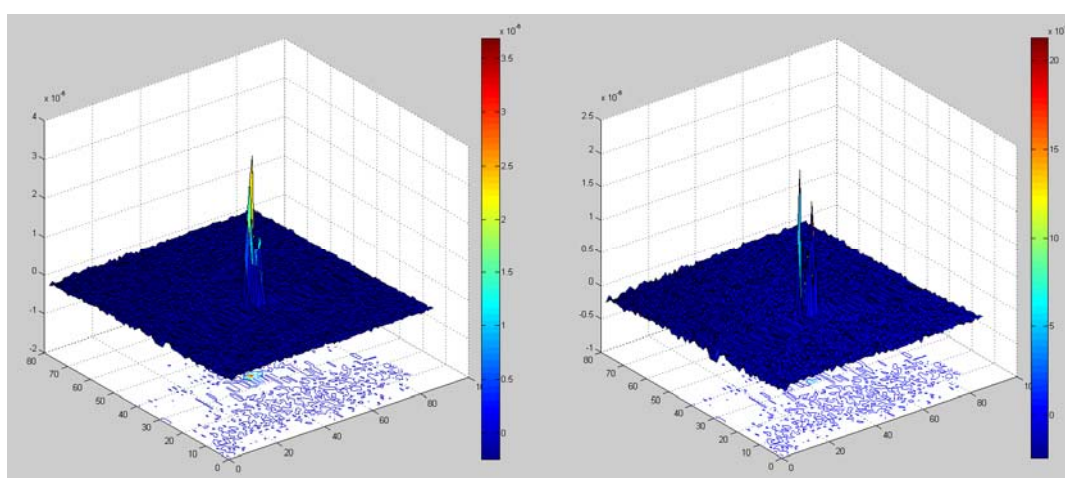
Obrázek 29 - Reakční pole hliníku



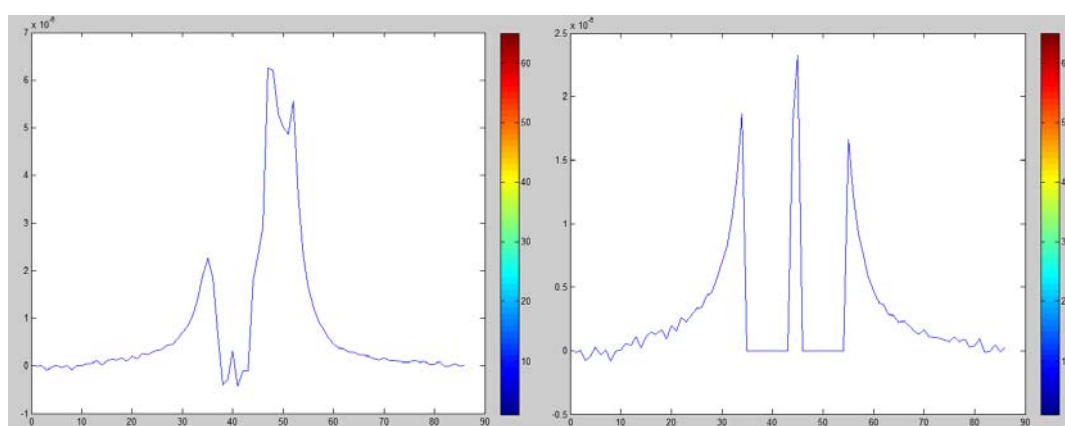
Obrázek 30 - Rozložení reakčního pole pro hliník



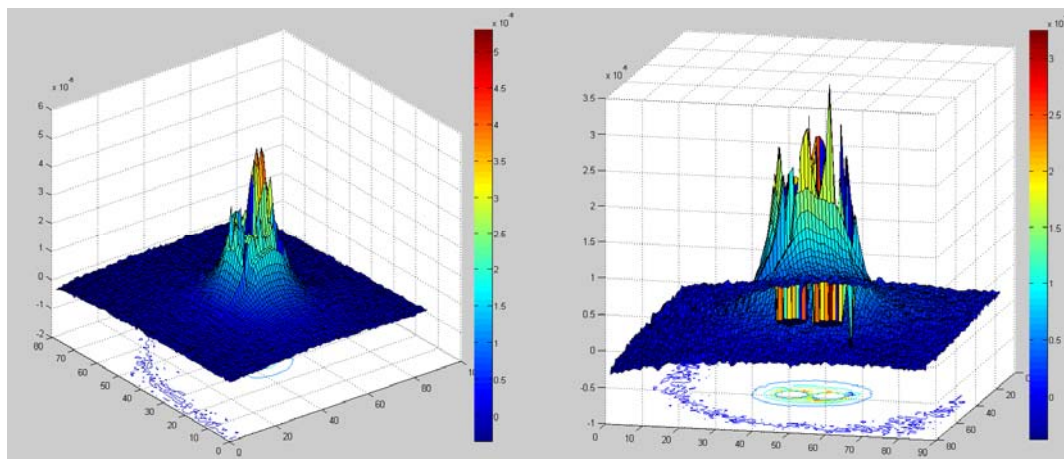
Obrázek 31 - Reakční pole mědi



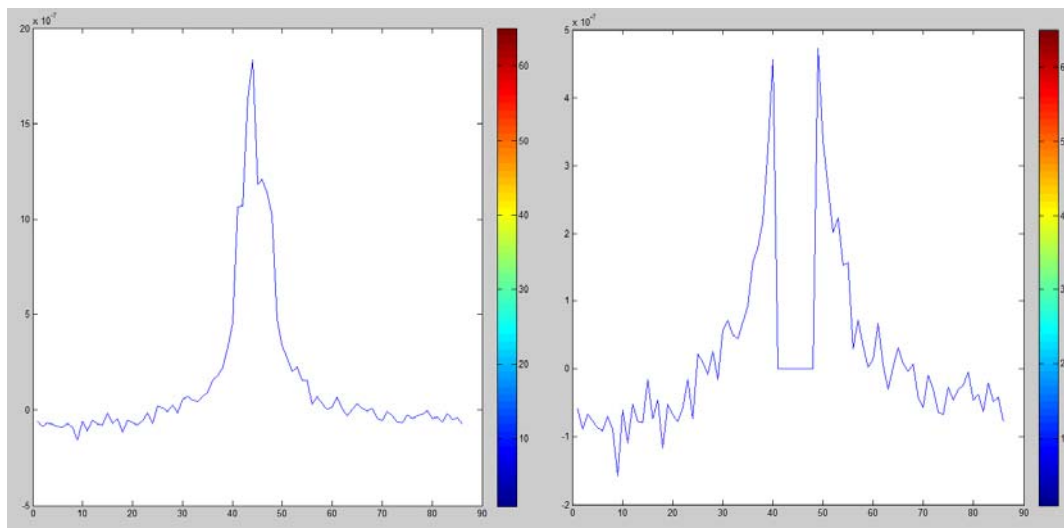
Obrázek 32 - Rozložení reakčního pole pro měď



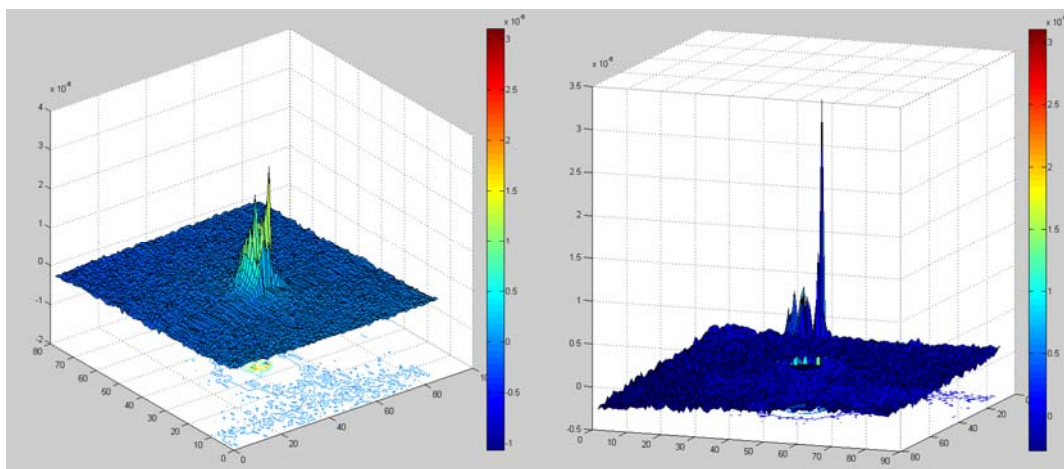
Obrázek 33 – Reakční pole mosazi



Obrázek 34 - Rozložení reakčního pole pro mosaz



Obrázek 35 – Reakční pole pro silon



Obrázek 36 - Rozložení reakčního pole pro silon

6 Závěr

Cílem této práce bylo prozkoumání možností měření magnetické susceptibility za použití různých technik.

V úvodu této práce je popsáno několik základních vlastností definice magnetického pole. Tyto informace jsou důležité k porozumění dále popisovaných metod měření magnetické susceptibility.

V kapitole 3 jsou popsány některé možné metody měření susceptibility magnetických vzorků vložených do magnetického pole.

Kapitola 4 se obsáhle věnuje možnostem kódování prostorové souřadnice za použití dnes hojně využívaných metod spinového a gradientního echa. Kódování je v každé souřadnici způsobeno příslušným gradientem. Technika SE má výhodu v tom, že je zde možné eliminovat nehomogenity základního magnetického pole. GE metoda tuto možnost nenabízí, avšak používá menších hodnot intervalů T_E , jedná se tedy o velmi rychlou a v současnosti velmi využívanou metodu zobrazování.

Navržená metoda měření je popsána v kapitole 5. Tato metoda využívá MR tomografii a pracuje na principu zpracování MR fázového obrazu, ve kterém je zachycena deformace magnetického pole způsobena vložením zkoumaného vzorku. Takto navržená metoda má výhodu v tom, že je možné stanovit magnetickou susceptibilitu i u materiálů, které nedávají žádný MR signál.

Na tomografu byly změřeny vzorky hliníku, mědi, mosazi a silonu za použití metody GE s hodnotou echa 10 ms. Získaná data byla zpracována programy Marevisi a Matlab. Výsledné hodnoty téměř odpovídali modelovaným hodnotám v prostředí Comsol Multiphysics. Teoretickým hodnotám $\chi_{\text{mAl}}=22 \cdot 10^{-6}$ $\chi_{\text{mCu}}=-9,4 \cdot 10^{-6}$ se měřené hodnoty přiblížily s chybou do 5ti procent při vyhodnocování 1D a 2D průběhů. Při vyhodnocování 3D výsledků dochází z výraznému snížení přesnosti měření, což je dáno především vlivem zkreslení snímků, ve kterých není obsažen vzorek. Přesnost 3D výsledků je možné zvýšit zmenšením oblasti okolí vzorku, ze které se získává hodnota žmeny indukce.

Byly také změřeny vzorky mosazi a silonu, u kterých sice není známa teoretická hodnota susceptibility. Mají ovšem vypovídající hodnotu pro platnost takto navržené měřící metody.

Seznam použité literatury:

- [1] KRYNICKÝ, M. *Učebnice fyziky pro gymnázia*. Dostupné z URL:
<http://www.ucebnice.krynicky.cz/Fyzika/index.html>
- [2] HOFMANN, J; URBANOVÁ, M. *Fyzika I*. Vysoká škola chemickotechnologická v Praze. Praha 2005. p.282–284.
- [3] HALLIDAY, D., RESNICK, R., WALKER, J. *Fyzika*. 2003. Část 3, kap. 33.
- [4] *Magnetické vlastnosti*. Dostupné z URL:
<http://www.kf.elf.stuba.sk/KrempaskyFyzika/42.pdf>
- [5] STEIBAUER, M. *Měření magnetické susceptibility technikami tomografie magnetické rezonance*. Brno. 2005.
- [6] HRUŠŤÁK, D. *Vyhodnocení magnetických vlastností půd pro detekci kovových předmětů*. Praha. 2008.
- [7] WEBSTER, J. G., *Electrical measurement signal procesing, and displays*. CRC Press. 2003.
- [8] *Josephson effect*. Dostupné z URL:
<http://www.phys.ufl.edu/~pjh/teaching/phz7427/7427notes/josephson.pdf>
- [9] VLAARDINGERBROEK, M. T., DEN BOER, J. A. *Magnetic resonance imaging*. Heidelberg (Německo). 1999.
- [10] PANEPUCCI, H., TANNUS, A. *Magnetic resonance imaging*. Sao Carlos (Brazílie). 1994.
- [11] *Nukleární magnetická rezonance*. Dostupné z URL:
http://physics.mff.cuni.cz/vyuka/zfp/txt_410.pdf
- [12] WANG, Y. J., LI, S., HASELGROVE, J. C. *Magnetic resonance imaging measurement of volume magnetic susceptibility using a boundary condition*. Filadelfie (USA). 1999.
- [13] BARTUŠEK, K., DOKUPIL, Z., GESCHEIDTOVA, E. *Magnetic field mapping around metal implants using an asymmetric spin-echo MRI sequence*. Brno. 2006.

- [14] BARTŮŠEK, K., DOKUPIL, Z., GESCHEIDTOVA, E. *Mapping of magnetic field around small coils using the magnetic resonance method*. Brno. 2007.
- [15] STEINBAUER, M., BARTŮŠEK, K., *Magnetic susceptibility measurement using magnetic resonance tomography*. Brno. 2008.
- [16] DĚDKOVÁ, J., *Modelování elektromagnetických polí*. Brno. 2006.

Seznam symbolů a veličin

a	rozměr vzorku v ose
B	indukce magnetického pole
B_0	základní pole
B_S	ustálená hodnota indukce uvnitř vzorku
B_{\max}	maximální hodnota indukce
B_{\min}	minimální hodnota indukce
$B_z(x)$	indukce základního pole v ose x
F	axiální síla působící na vzorek
f_0	nosná frekvence vf signálu
H	intenzita magnetického pole
$H_z(x)$	intenzita základního pole v ose x
M	magnetizace
$m(x,y)$	rozložení magnetizace
M_L	podélná magnetizace
M_T	příčná magnetizace
n	koncentrace atomů
S_O	plocha okolí
S_V	plocha vzorku
T_E	doba echa
T_P	interval mezi impulsy
V	velikost vzorku
V_O	objem okolí
V_V	objem vzorku
ΔB_M	měřené magnetické pole
$\Delta B(x,y)$	mapa magnetického pole
Δf	frekvenční skok
$\Delta \varphi$	fázový snímek
Φ_0	kvantum magnetického toku
φ	magnetický potenciál

Seznam zkratk

FFT	Rychlá Fourierova transformace
GE	Gradient Echo
MKP	Metoda konečných ploch
MR	Magnetická rezonance
MRI	Magneticko-rezonanční zobrazování
NMR	Nukleární magnetická rezonance
SE	Spin echo
SQUID	Kvantový detektor magnetického indukčního toku
ÚPT	Ústav přístrojové techniky

Seznam příloh

A Zdrojové kódy

- A.1 Program pro výpočet
- A.2 Program pro filtrování obrazu
- A.3 Program pro unwrapping
- A.4 Program pro kvalitativní mapu fáze

A.1 Program pro výpočet

```
% Nacteni obrazu merene soustavy a pozadi,
close; clear; clc;

% Nacteni obrazu merene soustavy
[filename,pathname] = uigetfile('*.mat', 'Otevri soubor s obrazem se
vzorkem');
fname=[pathname,filename];
load(fname);
Obraz3D=M3D( DATA, SIZE );          % Funkce M3D vrati filtrovanou 3D matici
figure(1);
subplot(1,2,1); imagesc(abs(Obraz3D(:,:,32))), axis square, axis off;
title('Rez merenou soustavou');

clear DATA SIZE;
% Nacteni obrazu pozadi
[filename,pathname] = uigetfile('*.mat', 'Otevri soubor s obrazem
pozadi');
fname=[pathname,filename];
load(fname);
Pozadi3D=M3D( DATA, SIZE );          % Funkce M3D vrati filtrovanou 3D matici
subplot(1,2,2); imagesc(abs(Pozadi3D(:,:,32))), axis square, axis off;
title('Rez pozadi');
impixelinfo;
%Kontrola umístění obrazu
%aby obrazky byly stejne
%nova=zeros(size(Pozadi3D));
%nova(:,120:128,:)=Pozadi3D(:,1:9,:);
%nova(:,1:119,:)=Pozadi3D(:,10:128,:);
%nova(:,128,:)=Pozadi3D(:,1,:);
%nova(:,1:127,:)=Pozadi3D(:,2:128,:);
%Pozadi3D=nova;
%subplot(1,2,2); imagesc(abs(Pozadi3D(:,:,32))), axis square, axis off;
title('Rez pozadi');
%UNWRAPING
% Dale nasleduje rozbaleni obrazu pomoci funkce pro unwrap,
for m = 1:64      % Funkce se bude opakovat tolikrat, kolik je obrazu.
    Pozadi3DUnw(:, :,m)=QualityGuidedUnwrap2D(Pozadi3D(:, :,m));
end
for m = 1:maximum % Funkce se bude opakovat tolikrat, kolik je obrazu.
    Obraz3DUnw(:, :,m)=QualityGuidedUnwrap2D(Obraz3D(:, :,m));
end
% Vypocet rozdiloveho obrazu z rozbalenych
RozdilUnwFiltObr=Obraz3DUnw-Pozadi3DUnw;
% vymazání okolí okolo okolí
Selekt3D=RozdilUnwFiltObr(a:b,c:d,:);
%Vypocet susceptibility
DATA=Selekt3D;
chivoda = -13e-6;          % susceptibilita okoli-vody
TE=0.01;                  %hodnota echa
gamaf=42.5532e6;          %gyromag konstanta
B2pi=1/(gamaf*TE); %přepocet fi na delta_B
data= B2pi.*DATA./2/pi; % přepocet na magn. pole. DATA jsou fáze obrazu.
%y1=5; y2=75; x1=5; x2=82; z1=5; z2=52; %vybraná oblast pro výpočet
chi = sum(sum(sum(abs(data(y1:y2,x1:x2,z1:z2)))))/vzorek/4.7 %reakční
pole/objem,plocha,rozměr vzorku/základní pole B0
chiout = -(chi*2+(chi+1)*chivoda)/(chi-1) % přepocet difer.
susceptibility na vzorku.
%chiinput= (chiout-chivoda)/(chiout+chivoda+2) %výpočet dif. sus
```

A.2 Program pro filtrování obrazu

```
function [ MAT3D ] = M3D( P_DATA, P_SIZE )
%SelektObr - tato funkce rozdeli skupinu obrazku na obrazky o velikosti
%vstupni promenne jsou DATA a SIZE, kde SIZE je vektor udavajici
%[rozmer matice x, rozmer matice y, pocet obrazu]
% Detailed explanation goes here
zeros(P_SIZE(1),P_SIZE(2),P_SIZE(3));
for P_i = 1:P_SIZE(3)
    MAT3D(:, :, P_i)=P_DATA((1:P_SIZE(1)), ((P_i-
1)*P_SIZE(2)+1):(P_SIZE(2)*P_i));
end
    % Funkce pro prumerovani poskozeneho radku cislo 65
    MAT3DP=MAT3D;
for P_i=1:P_SIZE(3)      % Tento cyklus bude prochazet obrazky
    for i=1:P_SIZE(1)    % Tento cyklus bude prochazet radky a prumerovat
        MAT3DP(65,i,P_i)=(MAT3D(64,i,P_i)+MAT3D(66,i,P_i))/2;
    end
end
MAT3D = MAT3DP;
end % Konec funkce
```

A.3 Program pro unwrapping

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% QualityGuidedUnwrap2D implements 2D quality guided path following phase
% unwrapping algorithm.
%
% Technique adapted from:
% D. C. Ghiglia and M. D. Pritt, Two-Dimensional Phase Unwrapping:
% Theory, Algorithms and Software. New York: Wiley-Interscience, 1998.
%
% Inputs: 1. Complex image in .mat double format
%         2. Binary mask (optional)
% Outputs: 1. Unwrapped phase image
%         2. Phase quality map
%
% This code can easily be extended for 3D phase unwrapping.
% Posted by Bruce Spottiswoode on 22 December 2008
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function [ im_unwrapped ] = QualityGuidedUnwrap2D( IM )
%% REPLACE WITH YOUR IMAGES
load 'Original.mat' % Load complex image/
nacitam sve obrazy
IM=DATA;
im_mask=ones(size(IM)); % Mask (if applicable)
clear im_unwrapped; %
%%

im_mag=abs(IM); %Magnitude image
im_phase=angle(IM); %Phase image
im_unwrapped=zeros(size(IM)); %Zero starting matrix for
unwrapped phase
adjoin=zeros(size(IM)); %Zero starting matrix for
adjoin matrix
unwrapped_binary=zeros(size(IM)); %Binary image to mark
unwrapped pixels

%% Calculate phase quality map
im_phase_quality=PhaseDerivativeVariance(im_phase);

%% Identify starting seed point on a phase quality map
minp=im_phase_quality(2:end-1, 2:end-1); minp=min(minp(:));
maxp=im_phase_quality(2:end-1, 2:end-1); maxp=max(maxp(:));
figure; imagesc(im_phase_quality,[minp maxp]), colormap(gray), axis
square, axis off; title('Phase quality map');
uiwait(msgbox('Select known true phase reference phase point. Black =
high quality phase; white = low quality phase.','Phase reference
point','modal'));
[xpoint,ypoint] = ginput(1); %Select starting point for
the guided floodfill algorithm
%xpoint=25; %25.7632;
%ypoint=25; %25.7632;
%% Unwrap
colref=round(xpoint); rowref=round(ypoint);
im_unwrapped(rowref,colref)=im_phase(rowref,colref);
%Save the unwrapped values
unwrapped_binary(rowref,colref,1)=1;
if im_mask(rowref-1, colref, 1)==1 adjoin(rowref-1, colref, 1)=1; end
%Mark the pixels adjoining the selected point
if im_mask(rowref+1, colref, 1)==1 adjoin(rowref+1, colref, 1)=1; end
if im_mask(rowref, colref-1, 1)==1 adjoin(rowref, colref-1, 1)=1; end
```

```

if im_mask(rowref, colref+1, 1)==1 adjoin(rowref, colref+1, 1)=1; end
im_unwrapped=GuidedFloodFill(im_phase, im_unwrapped, unwrapped_binary,
im_phase_quality, adjoin, im_mask);    %Unwrap

%clear IM;
%end % Konec funkce
%figure; imagesc(im_mag), colormap(gray), axis square, axis off;
title('Magnitude image');
%figure; imagesc(im_phase), colormap(gray), axis square, axis off;
title('Wrapped phase');
%figure; imagesc(im_unwrapped), colormap(gray), axis square, axis off;
title('Unwrapped phase');
figure;
%vykreslení barevně
%subplot(2,2,1);
figure
imagesc(im_mag), axis square, axis off; title('Magnitude image');
%subplot(2,2,2);
figure
imagesc(im_phase), axis square, axis off; title('Wrapped phase');
%subplot(2,2,3);
figure
imagesc(im_unwrapped), axis square, axis off; title('Unwrapped phase');
%load('UnwrMarevisi.mat');
UnwMar=DATA;
subplot(2,2,4); imagesc(UnwMar), axis square, axis off, title
('Unwrapped phase - Marevisi');
impixelinfo;

```

A.4 Program pro kvalitativní mapu fáze

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% PhaseDerivativeVariance creates a phase quality map by
% computing the variance of the partial derivatives of the
% locally unwrapped phase. This is then used
% to guide the phase unwrapping path. Uses only the 4 nearest
% neighbours. The user may also input a binary mask.
% Created by B.S. Spottiswoode on 18/10/2004
% Last modified on 06/12/2004
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function derivative_variance=PhaseDerivativeVariance(IM_phase, varargin);

[r_dim,c_dim]=size(IM_phase);
if nargin>=2                                     %Has a mask been
included? If so crop the image to the mask borders to save computational
time
    IM_mask=varargin{1};
    [maskrows,maskcols]=find(IM_mask);           %Identify coordinates of
the mask
    minrow=min(maskrows)-1;                       %Identify the limits of
the mask
    maxrow=max(maskrows)+1;
    mincol=min(maskcols)-1;
    maxcol=max(maskcols)+1;
    width=maxcol-mincol;                          %Now ensure that the
cropped area is square
    height=maxrow-minrow;
    if height>width
        maxcol=maxcol + floor((height-width)/2) + mod(height-width,2);
        mincol=mincol - floor((height-width)/2);
    elseif width>height
        maxrow=maxrow + floor((width-height)/2) + mod(width-height,2);
        minrow=minrow - floor((width-height)/2);
    end
    if minrow<1 minrow=1; end
    if maxrow>r_dim maxrow=r_dim; end
    if mincol<1 mincol=1; end
    if maxcol>c_dim maxcol=c_dim; end
    IM_phase=IM_phase(minrow:maxrow, mincol:maxcol); %Crop the
original image to save computation time
end

[dimx, dimy]=size(IM_phase);
dx=zeros(dimx,dimy);
p=unwrap([IM_phase(:,1) IM_phase(:,2)],[],2);
dx(:,1)=(p(:,2) - IM_phase(:,1))./2; %Take the partial
derivative of the unwrapped phase in the x-direction for the first column
p=unwrap([IM_phase(:,dimy-1) IM_phase(:,dimy)],[],2);
dx(:,dimy)=(p(:,2) - IM_phase(:,dimy-1))./2; %Take the partial
derivative of the unwrapped phase in the x-direction for the last column
for i=2:dimy-1
    p=unwrap([IM_phase(:,i-1) IM_phase(:,i+1)],[],2);
    dx(:,i)=(p(:,2) - IM_phase(:,i-1))./3; %Take partial
derivative of the unwrapped phase in the x-direction for the remaining
columns
end

dy=zeros(dimx,dimy);
```



```

q=unwrap([IM_phase(1,:) ' IM_phase(2,:)'], [], 2);
dy(1,:)=(q(:,2)' - IM_phase(1,:))./2; %Take the partial
derivative of the unwrapped phase in the y-direction for the first row
p=unwrap([IM_phase(dimx-1,:) ' IM_phase(dimx,:)'], [], 2);
dy(dimx,:)=(q(:,2)' - IM_phase(dimx-1,:))./2; %Take the partial
derivative of the unwrapped phase in the y-direction for the last row
for i=2:dimx-1
    q=unwrap([IM_phase(i-1,:) ' IM_phase(i+1,:)'], [], 2);
    dy(i,:)=(q(:,2)' - IM_phase(i-1,:))./3; %Take the partial
derivative of the unwrapped phase in the y-direction for the remaining
rows
end

dx_centre=dx(2:dimx-1, 2:dimy-1);
dx_left=dx(2:dimx-1, 1:dimy-2);
dx_right=dx(2:dimx-1, 3:dimy);
dx_above=dx(1:dimx-2, 2:dimy-1);
dx_below=dx(3:dimx, 2:dimy-1);
mean_dx=(dx_centre+dx_left+dx_right+dx_above+dx_below)./5;

dy_centre=dy(2:dimx-1, 2:dimy-1);
dy_left=dy(2:dimx-1, 1:dimy-2);
dy_right=dy(2:dimx-1, 3:dimy);
dy_above=dy(1:dimx-2, 2:dimy-1);
dy_below=dy(3:dimx, 2:dimy-1);
mean_dy=(dy_centre+dy_left+dy_right+dy_above+dy_below)./5;

stdvarx=sqrt( (dx_left - mean_dx).^2 + (dx_right - mean_dx).^2 + ...
              (dx_above - mean_dx).^2 + (dx_below - mean_dx).^2 +
              (dx_centre - mean_dx).^2 );
stdvary=sqrt( (dy_left - mean_dy).^2 + (dy_right - mean_dy).^2 + ...
              (dy_above - mean_dy).^2 + (dy_below - mean_dy).^2 +
              (dy_centre - mean_dy).^2 );
derivative_variance=100*ones(dimx, dimy); %Ensure
that the border pixels have high derivative variance values
derivative_variance(2:dimx-1, 2:dimy-1)=stdvarx + stdvary;

if nargin>=2 %Does
the image have to be padded back to the original size?
    [orig_rows, orig_cols]=size(IM_mask);
    temp=100*ones(orig_rows, orig_cols);
    temp(minrow:maxrow, mincol:maxcol)=derivative_variance; %Pad
the remaining pixels with poor phase quality values
    derivative_variance=temp;
end

```